ORSAY
N° d'ordre : 496

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

Spécialité : **ELECTRONIQUE OPTION MATERIAUX ET STRUCTURES ELECTRONIQUES**

par

Jacques CHAMPON

ETUDE TECHNOLOGIQUE DE JONCTIONS EN AVALANCHE ET EN DIRECT PASSANT DOPEES A L'OR : APPLICATION A LA CONCEPTION D'UNE DIODE ZENER COMPENSEE EN TEMPERATURE SOUS IRRADIATION

Soutenue le 6 Juillet 1981 devant la Commission d'Examen

MM. R. CASTAGNE — Président

J. URGELL
B. MAURICE — Examinateurs
M. ROUMEGUERE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0026

ORSAY
N° d'ordre : 496

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

Spécialité : **ELECTRONIQUE OPTION MATERIAUX ET STRUCTURES ELECTRONIQUES**

par

Jacques CHAMPON

ETUDE TECHNOLOGIQUE DE JONCTIONS EN AVALANCHE ET EN DIRECT PASSANT DOPEES A L'OR : APPLICATION A LA CONCEPTION D'UNE DIODE ZENER COMPENSEE EN TEMPERATURE SOUS IRRADIATION

Soutenue le 6 Juillet 1981 devant la Commission d'Examen

MM. R. CASTAGNE — Président

J. URGELL
B. MAURICE — Examinateurs
M. ROUMEGUERE

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

SYMBOLES
AVANT-PROPOS
INTRODUCTION

PARTIE 1 - EVALUATION TECHNOLOGIQUE DE JONCTIONS "ZENER" 6

I - PHENOMENE DE CLAQUAGE : ASPECT THEORIQUE 8

I.1-Avalanche par ionisation : aspect qualitatif 9

I.2-Paramètres intervenant dans le phénomène d'avalanche 10

I.2.1- Coefficient d'ionisation ou vitesse d'ionisation

I.2.1.1-Théorie de SHOCKLEY

I.2.1.2-Théorie de WOLFF

I.2.2- Valeurs numériques des paramètres physiques définissant le claquage dans le matériau

I.2.2.1-Energie d'ionisation Ei

I.2.2.2-Energie du phonon optique E_R

I.2.2.3-Libre parcours moyen L

I.3-Phénomène d'Avalanche dans une jonction PN au silicium ... 17

I.3.1- Théorie classique

I.3.2- Approche des jonctions réelles

I.3.2.1-Profil de la jonction

I.3.2.2-Effet de la nature du matériau

I.3.3- Effet du niveau d'injection

I.3.4- Effet de la température

I.3.5- Effets liés à l'irradiation

I.3.5.1-Effets des γ sur le mécanisme d'avalanche

I.3.5.2-Effet des neutrons sur le mécanisme d'avalanche

I.3.5.3-Source d'irradiation neutronique

II - ASPECTS EXPERIMENTAUX : CARACTERISATION DU CLAQUAGE SUR DES DISPOSITIFS REELS 39

II.1-Technologie de fabrication : procédé EPI-Z 39

II.2-Moyens expérimentaux 41

II.2.1-Description technologique des deux lots tests

II.2.2-Moyens de mesure

II.2.2.1 - Mesure de faibles dérives
II.2.2.2 - Mesures des coefficients de température sur des lots importants : système automatisé
II.3-Caractérisation des lots tests avant irradiation neutronique .. 50
II.3.1 - Identification du profil d'impuretés
II.3.2 - Modèle du profil d'impuretés
II.3.2.1 - Jonction épitaxiée
II.3.2.2 - Jonction diffusée
II.3.3 - Résistance dynamique
II.3.4 - Coefficient de température
II.3.5 - Résultats de mesure sur l'ensemble des lots
II.3.5.1 - Corrélation coefficient de température-tension V_Z
II.3.5.2 - Corrélation coefficient de température-résistance dynamique
II.3.5.3 - Autres corrélations
II.3.6 - Dérive en vieillissement - Stabilisation - Irradiation photon 1 MeV
II.4-Caractérisation des lots tests sous irradiation neutronique et interprétation 76
II.4.1 - Variation de la tension d'avalanche V_Z
II.4.2 - Variation du coefficient de température
II.4.3 - Evolution des résistances dynamiques

III - INTERPRETATION DES MESURES ET MODELE DE FONCTIONNEMENT DE L'AVALANCHE POUR CHACUNE DES DEUX TECHNOLOGIES 86
III.1-Technologie DIFFUSE 86
III.1.1-Résistance dynamique
III.1.2-Coefficient de température
III.2-Technologie EPITAXIE 90

IV - CONCLUSION 91

PARTIE 2 - ETUDE D'UNE JONCTION EN DIRECT PASSANT UTILISEE EN COMPENSATION DE TEMPERATURE POUR LA "ZENER" 93

I - MECANISMES DEFINISSANT LE COMPORTEMENT D'UNE JONCTION EN DIRECT : ASPECTS THEORIQUES 94

I.1- Injection dans les jonctions réelles 94

I.1.1 - Calcul de la vitesse de recombinaison Ur

I.1.2 - Définition de la durée de vie

I.1.2.1 - Durée de vie à faible injection

I.1.2.2 - Durée de vie à forte injection

I.1.3 - Expressions des composantes du courant

I.1.3.1 - Courant de recombinaison dans la zone de transition I_{RV}

I.1.3.2 - Courant de diffusion recombinaison dans les zones neutres

I.1.3.3 - Caractéristiques réelles

I.1.4 - Mesure de la durée de vie

I.2- Coefficient de température 105

I.3- Effets de l'irradiation neutronique sur la durée de vie et la résistivité 106

I.4- Propriétés de la diffusion d'or dans le silicium 109

I.4.1 - Effets sur les propriétés électriques

I.4.2 - Mécanisme et paramètres de diffusion

I.4.3 - Caractérisation électrique de la diffusion Or

I.4.3.1 - Caractérisation par la durée de vie

I.4.3.2 - Caractérisation par mesure de courant inverse

II- RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR DEUX TECHNOLOGIES : MISE EN EVIDENCE DES EFFETS DE LA DIFFUSION D'OR 115

II.1-Description des technologies étudiées 115

II.2-Caractérisation des technologies avant irradiation neutronique 120

II.2.1 - Caractérisation de chaque technologie selon les diverses diffusions d'Or

II.2.1.1 - Technologie EPITAXIE

II.2.1.2 - Technologie HOMOGENE

II.2.2 - Différenciations essentielles entre les deux technologies

II.2.2.1 - Caractéristiques directes

II.2.2.2 - Comparaison des relations dopage Or - courant inverse

II.2.2.3 - Conclusion

II.2.3 - Corrélations observées sur les lots

II.2.3.1 - Corrélation coefficient de température - tension directe

II.2.3.2 - Corrélation tension directe - durée de vie

II.3-Caractérisation des technologies sous irradiation neutronique 154

II.3.1 - Dégradation de la tension directe pour la technologie EPITAXIE

II.3.2 - Dégradation du coefficient de température pour la technologie EPITAXIE

II.3.3 - Dégradation de la tension directe pour la technologie HOMOGENE

II.3.4 - Dégradation du coefficient de température pour la technologie HOMOGENE

II.4-Interprétation des dérives observées sous irradiation 160

II.4.1 - Evolution comparative sous irradiation des caractéristiques directes pour les deux technologies

II.4.2 - Evolution comparative des durées de vie

II.5-Conclusion sur le choix de la technologie du direct 167

PARTIE 3 - SYNTHESE DES RESULTATS PRECEDENTS POUR LA REALISATION D'UNE ZENER COMPENSEE EN TEMPERATURE DONT LES PERFORMANCES HAUT DE GAMME SONT PRESERVEES SOUS IRRADIATION 170

I.1 - Choix de la structure 172

I.1.1 - Synthèse des mesures précédentes

I.1.2 - Définition d'une Zener compensée

I.2 - Choix de la technologie de l'assemblage Zener-compensation ... 183

I.3 - Validation expérimentale du choix technologique 185

BIBLIOGRAPHIE 188

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au Service ELECTRONIQUE du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel (COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE).

Nous sommes particulièrement reconnaissant à Monsieur R. CASTAGNE, Professeur à l'Université d'Orsay, d'avoir bien voulu s'intéresser à notre travail malgré ses lourdes charges et d'avoir accepté la présidence de la Commission d'Examen.

Nous tenons également à remercier vivement Monsieur J. URGELL, Professeur à l'Ecole Centrale de LYON, Monsieur B. MAURICE, Ingénieur au Service Diodes Zener du Centre Technique THOMSON-SESCOSEM d'AIX-en-PROVENCE et Monsieur M. ROUMEGUERE, Responsable du Groupe Composants "Durcis" au Service Electronique de Bruyères-le-Châtel, qui ont bien voulu participer à notre Jury.

Il nous faut également souligner que les résultats présentés constituent le travail d'une équipe qui a toujours su apporter un soin très méticuleux dans la réalisation de mesures délicates. Je tiens à remercier également tous ceux qui m'ont apportée une aide de quelque manière au cours de ce travail.

Enfin, nous adressons nos remerciements à Madame SAUVAGE pour la réalisation matérielle de ce mémoire.

PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

α_n, α_p	:	coefficient d'ionisation des électrons de des trous
Ei	:	énergie d'ionisation
E_R	:	énergie du phonon optique
E_g	:	énergie de la bande interdite
L	:	libre parcours moyen des porteurs ou l.p.m.
L_R	:	l.p.m. sur le réseau
L_I	:	l.p.m. sur les impuretés
L_{ion}	:	l.p.m. d'ionisation
ε	:	champ électrique
q	:	charge électronique
h	:	constante de Planck
ϕ_n	:	flux neutronique en neutrons cm^{-2}
J_n, J_p	:	densité de courant électrons ou trous
N_D, N_A	:	concentration en donneur ou accepteur
V_n, V_p	:	vitesse d'entrainement des porteurs
a	:	gradient de concentration en cm-4
T	:	température
L_D	:	longueur Debye
m^*	:	masse effective
V	:	tension appliquée, V_R : tension inverse, V_Z : tension "Zener"
V_D	:	tension en direct passant
ψ_B	:	tension de barrière
σ	:	section efficace de capture en cm^2
ω	:	épaisseur de charge d'espace
xj	:	profondeur de jonction
R_Z	:	résistance dynamique en régime d'avalanche
τ	:	durée de vie
U	:	vitesse de recombinaison
S	:	surface de jonction
[Au]	:	concentration d'or
t_s	:	temps de recouvrement
K_s	:	constante diélectrique du silicium

NOTATIONS LISTINGS

IR	:	courant inverse
CJ	:	capacité de jonctions
ALØ	:	coefficient de température en mV $°C^{-1}$
VD	:	tension directe et RD résistance dynamique
VZ	:	tension Zener et RZ résistance dynamique
TJ	:	temps de recouvrement
DVZ, DVD	:	variation de VZ ou VD après irradiation

DEFINITIONS ET CONVENTION

1 Rad = 100 erg g-1 1 Gray (Gy) = 100 Rad

On désignera la plupart du temps par diode Zener, sauf indication contraire, une jonction en régime de claquage. Cette appellation, bien qu'impropre, est cependant celle du langage courant.

De même le flux d'irradiation neutronique noté ϕ_n correspond à celui du réacteur PROSPERO - sauf indication contraire (par exemple équivalent 1 MeV)

AVANT - PROPOS

Cette thèse constitue une approche technologique en vue de définir un dispositif destiné à être fabriqué selon un procédé industriel. Cette dernière contrainte impose de restreindre la définition finale du dispositif à l'intérieur d'une technologie déjà existante, notamment pour des problèmes de délai ; cette définition sera donc limitée, dans la mesure du possible, à une amélioration de la fabrication standard au problème de l'irradiation.

Ainsi, l'étude que nous avons entreprise consiste à analyser des échantillons réalisés selon la technologie EPI-Z de SESCOSEM en examinant et en interprétant l'influence de variations de paramètres technologiques (résistivité du matériau, paramètres de diffusion, température de dopage à l'or, etc...) sur l'évolution de caractéristiques électriques et leurs conséquences sous irradiation. L'interprétation des relations technologie - caractéristiques électriques, bien que délicate, doit se traiter à partir de résultats théoriques déjà existants ; il en est de même d'ailleurs pour ce qui est des effets liés aux irradiations. La difficulté principale sur le plan théorique provient de la connaissance imparfaite des mécanismes d'avalanche (il n'existe pas de modèle de jonction en avalanche ni d'équation de la caractéristique inverse) et de celle concernant la diffusion d'atomes d'or dans un réseau silicium. Les interprétations fournies reposent donc essentiellement sur des théories classiques, les observations expérimentales que nous avons pu faire étant destinées à prendre en compte les phénomènes apparaissant dans le dispositif réel, tributaires pour une large part du traitement technologique.

INTRODUCTION

Les progrès technologiques dans le domaine des circuits à grande densité d'intégration qui permettent la réalisation de fonctions très complexes sur des surfaces minuscules font parfois oublier que des connaissances restent à acquérir sur des éléments dont la fonction réalisée est de prime abord plus simple mais qui exigent une fiabilité de très haute gamme.

Dans cette catégorie d'éléments, nous pouvons classer les dispositifs de référence dont le rôle est de fournir dans le circuit d'utilisation une tension analogique rigoureusement stable, rôle que joue, par exemple, une pile étalon dont l'usage est limitée par des considérations d'encombrement. Les Zener compensées en température ou diode de référence, dont le principe consiste à compenser les variations en température d'une jonction en régime d'avalanche par une jonction polarisée en direct, sont à même de réaliser cette fonction et nous allons nous intéresser par la suite plus en détails à leur fonctionnement. Plusieurs types de contraintes influençant la stabilité sont à prendre en compte d'une part des contraintes d'environnement (température, vieillissement, irradiation) ; d'autre part, des imperfections du circuit extérieur (fluctuations d'alimentation par exemple). Les hautes performances que l'on attend de ces dispositifs font intervenir des mécanismes physiques souvent mal connus, en particulier les problèmes de dérive en vieillissement qui correspondent à des variations de tension de référence en inerte et il est nécessaire d'analyser très finement les structures physiques pour tenter de trouver des interprétations satisfaisantes.

Dans le cas qui nous intéresse les problèmes précédents de précision et fiabilité sont à prendre en compte avec une contrainte d'irradiation supplémentaire. L'étude que nous avons poursuivie a donc consisté à tenter

de maîtriser la technologie de la Zener proprement dite que nous exposons dans la 1ère partie et celle de la diode de compensation exposée dans la 2ème partie. Les problèmes relatifs à la réalisation du dispositif complet seront abordés dans la 3ème partie où l'on montrera que la technologie Zener et celle de la compensation sont nécessairement liées pour aboutir aux performances recherchées sous irradiation.

L'analyse que nous avous poursuivie dans un objectif de fabrication nous a permis de confronter les données classiques concernant l'effet "Zener" et le fonctionnement d'une jonction dopée en impuretés d'Or avec des mesures sur des dispositifs réels. Les écarts constatés sont interprétés au moyen de définition plus précise du composant lui-même.

P A R T I E 1

EVALUATION TECHNOLOGIQUE DE JONCTIONS "ZENER"

Dans ce premier chapitre, on va s'efforcer de mettre en évidence la relation entre l'effet de l'irradiation neutronique et le mode d'avalanche de la jonction, ce dernier variant avec le matériau de départ utilisé et avec le procédé technologique de réalisation.

Nous décrirons aussi par la suite une étude expérimentale réalisée sur deux technologies différentes. La mise en évidence de dérives sous irradiation quantitativement différentes et leurs interprétations sont primordiales compte tenu de l'objectif à réaliser.

Préalablement à cet aspect expérimental, nous présenterons un bref rappel théorique sur les phénomènes de claquage des jonctions : effet Zener et avalanche par ionisation. Les théories relatives à ces effets sont relativement anciennes, toutefois à notre connaissance peu d'études ont été consacrées récemment à ces sujets. Il est d'ailleurs très intéressant de confronter les résultats de ces théories avec le fonctionnement d'une jonction réelle dans laquelle le régime d'avalanche n'est pas forcément bien défini. Ceci nous permet de préciser que les dispositifs étudiés ne relèvent pas d'une technologie spécifique à notre étude, la solution à notre problème devant nécessairement utiliser le procédé EPI-Z de SESCOSEM. Ce dernier qui sera décrit un plus loin est un processus figé entrant dans le cadre d'une fabrication en grande série. Les critères inhérents à cette contrainte (fiabilité, reproductibilité, etc...) excluent le cas d'un dispositif fonctionnant en mode proche d'un modèle simple.

Aussi dans cette première partie, allons nous tenter d'établir les liaisons entre les caractéristiques physiques et géométriques des différentes zones semiconductrices telles qu'elles se présentent à l'issue des différentes étapes de fabrication et, d'autre part, les caractéristiques électriques des diodes. Les liens ainsi établis devront permettre, à partir de la connaissance des perturbations occasionnées par l'irradiations, d'expliquer les modifications des caractéristiques électriques observées.

I - PHENOMENE DE CLAQUAGE : ASPECT THEORIQUE -

On désigne habituellement sous le nom de claquage une brusque augmentation de courant dans une jonction PN soumise à une tension inverse suffisante. Selon les caractéristiques du matériau de la jonction et donc de la valeur du champ électrique regnant dans la zone de charge d'espace, on distingue 2 processus différents amenant le phénomène précédent : l'effet Zener et l'avalanche par ionisation.

Décrivons succinctement l'effet Zener pour approfondir par la suite l'effet d'avalanche. Celui-ci se produit en présence d'un champ électrique très élevé. On admet en général une valeur de plusieurs 10^6 V/cm. Cette valeur correspond à une énergie des porteurs suffisamment élevée pour permettre la transition directe d'un état lié du réseau à l'état libre. C'est un effet tunnel au sens de la mécanique quantique.

Le diagramme des bandes correspondant est le suivant :

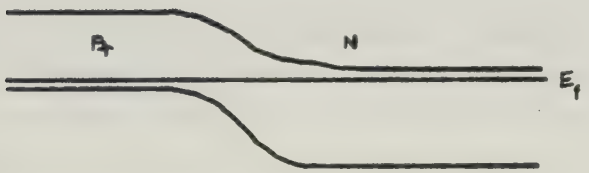


Figure I-1

Le niveau de Fermi est très proche des bandes, ce qui correspond à un dopage très élevé des 2 régions. On montre que dans cette configuration, la probabilité de transition par effet Tunnel n'est pas négligeable.

La densité de courant est donnée par [1]

$$J_t = \frac{\sqrt{2m^{**}}\, q^3\, \varepsilon\, .V}{4\pi^2\, h^2\, Eg^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{m^{**}}\, Eg^{3/2}}{3\, q\, \varepsilon\, .\, h}\right) \qquad (I\text{-}1)$$

ε = champ électrique dans la jonction
Eg = largeur de la bande interdite
m^* = masse effective
V = tension appliquée

L'analyse dans (I-1) des paramètres sensibles à la température conduit à la prépondérance de la variation $\partial Eg/\partial T$ (réduction de la bande interdite lorsque la température croît), donc à une variation négative de $\partial J_t/\partial T$; ce résultat diffère fondamentalement de la variation $\partial J_t/\partial T$ en régime d'avalanche par ionisation, remarque que nous allons tenter d'approfondir par la suite. Comme le montre les résultats de [41] comparativement à nos mesures, le mécanisme d'avalanche par ionisation est prépondérant dans les conditions de fonctionnement de nos dispositifs d'étude et nous nous intéresserons exclusivement de ses propriétés dans les chapitres suivants :

I.1- Avalanche par ionisation : aspect qualitatif [2]

Raisonnons pour un porteur isolé. On va se placer dans le cas ou le porteur (électron ou trou) est en mouvement sous l'action d'un champ électrique intense qui a pour origine la zone de charge d'espace d'une jonction PN polarisée en inverse. L'intensité du champ électrique va commander l'énergie du porteur et donc son comportement dans le réseau cristallin.

A relativement faible champ électrique ($\varepsilon < 10^5$ V/cm) un équilibre s'établit entre d'une part l'énergie gagnée par le porteur dans le champ et d'autre part l'énergie perdue en collision avec les phonons accoustiques et optiques (quantification des vibrations cristallines).

Lorsque le champ électrique atteint une valeur plus élevée, la vitesse d'entrainement se sature bien que l'énergie des porteurs s'accroisse : le temps moyen entre collision se stabilise. Cependant, lorsque l'énergie atteint un certain seuil, un nouveau mécanisme apparaît limitant l'énergie des porteurs, celui de l'ionisation ou création de paires.

Par ce processus, le porteur chaud, c'est-à-dire ayant acquis une énergie cinétique importante dans le champ, va dissiper une partie de cette énergie en collision avec par exemple un électron de valence, celui-ci étant amené dans la bande de conduction tandis qu'un trou est créé dans la bande valence. Dans ce cas, deux porteurs additionnels ont été crées, capables à leur tour de créer des porteurs par ionisation. Le phénomène est cumulatif. Un autre type de collision peut se présenter avec les impuretés du réseau. Ainsi un électron incident peut transférer un électron lié à une impureté, de la bande interdite dans la bande de conduction s'il s'agit d'un matériau de type N. On peut noter que dans ce cas, le trou créé va rester immobile sur le site de l'impureté ; un seul porteur additionnel a donc été créé.

I.2- Paramètres intervenant dans le phénomène d'avalanche -

I.2.1 - *Coefficient d'ionisation ou vitesse d'ionisation* -

Nous noterons α le coefficient d'ionisation pour les électrons et pour les trous. La spécificité de chacun d'entre eux sera précisée par la suite.

Le coefficient d'ionisation définit le nombre de paires électron-trou crées par un porteur par unité de longueur dans la direction du champ. On peut signaler qu'il est différent pour les électrons et pour les trous. La théorie la plus générale des coefficients d'ionisation nous est donnée par BARAFF [5]. Cet auteur cherche une solution générale à l'équation de Boltzmann sans faire d'hypothèse sur la fonction de distribution des vitesses. Donner le détail de ce calcul dépasse nettement le cadre de cet exposé. Toutefois, pour la suite de ce travail, il est important de souligner les hypothèses utilisées par cet auteur (le raisonnement a été fait pour un claquage amorcé par électrons).

a) - l'intéraction électron-électron est négligée
b) - l'émission ou l'absorption de phonons acoustiques par les électrons se fait sans changement d'énergie

c) - l'émission de phonons optiques fait perdre aux électrons une énergie constante

d) - l'électron transfère son énergie en totalité en cours d'ionisation

e) - l'électron chaud a un libre parcours moyen constant

Le résultat de ca calcul se donne habituellement sous la forme d'un réseau de courbes

$$\alpha \; L_R = f\,(E_i/q\,\varepsilon\,L_R)$$

avec L_R = libre parcours moyen pour l'intéraction électron-phonon optique

E_i = énergie d'ionisation

E_R = énergie du phonon optique

Nous donnons pour mémoire ces réseaux de courbes.

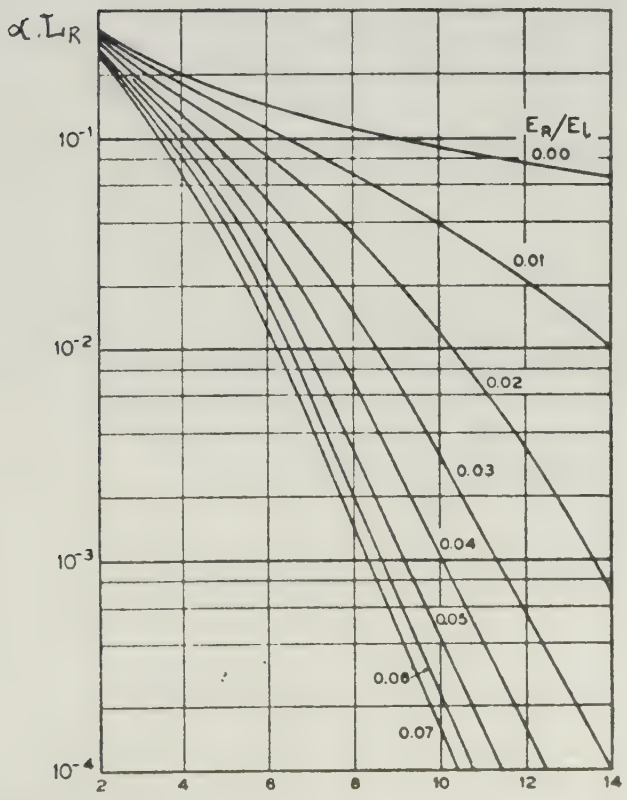


Figure I-2

Confronté aux résultats expérimentaux([6], [7], [8]) on constate que la théorie précédente donne d'assez bons résultats, si toutefois on ajuste les paramètres L_R, E_i et E_R. Néanmoins, une limitation de cette théorie apparaît pour les champs électriques élevés ([8]) où les valeurs d'ajustement en particulier L_R ne sont pas cohérentes avec celles trouvées précédemment.

Parallèlement à la théorie de BARAFF se sont développées deux autres théories prenant davantage en compte les aspects balistiques : la théorie de SCHOCKLEY [9] et la théorie de WOLFF [10]. Ces 2 théories sont intéressantes car elles mettent en jeu des notions plus immédiates que celles de la théorie de BARAFF. Elles constituent d'ailleurs des cas limites de cette théorie, limite inférieure pour la théorie de SCHOCKLEY et limite supérieure pour la théorie de WOLFF.

I.2.1.1 - Théorie de SCHOCKLEY [9]

Un électron partant d'une énergie nulle doit parcourir une distance d parallèlement au champ pour acquérir l'énergie E_i d'ionisation (valeur que nous préciserons par la suite) sans émettre de phonons

$$d = E_i/q\mathcal{E} \qquad (I-2)$$

La probabilité de cet évènement sera :

$$P_o = \exp(-d/L) \qquad (I-3)$$

L désignant le libre parcours moyen avant intéraction de la particule avec les phonons optiques, les impuretés ionisées et les défauts

$$\left(\text{on a } \frac{1}{L} = \frac{1}{L_{\text{Réseau}}} + \frac{1}{L_{\text{impureté}}}\right)$$

Ayant atteint l'énergie E_i, la probabilité d'effectuer une ionisation peut s'estimer à :

$$\frac{L}{L_{ion}} = \frac{1}{r}$$

L_{ion} désigne alors le libre parcours moyen avant ionisation d'un porteur d'énergie supérieure à E_i (on a $L_{ion} >> L$)

La probabilité totale d'ionisation a donc pour valeur

$$P_1 = \frac{L}{L_{ion}} \times P_o = \frac{L}{L_{ion}} \exp\left(-\frac{E_i}{q\varepsilon L}\right) \qquad (I\text{-}4)$$

Ce processus d'ionisation est le plus simple possible. Il suppose qu'un électron ayant acquis l'énergie Ei doit ioniser lors de la prochaine collision. D'autres processus d'ionisation sont possibles. Un porteur peut être accéléré à une énergie supérieure à Ei et perdre son énergie par une émission successive de phonons suivie d'une ionisation. La somme des probabilités de ces évènements donne la probabilité totale d'ionisation.

On trouve :

$$P = \frac{1}{(1+r)\left(1 - \frac{r}{1+r}\exp\left(-\frac{E_R}{q\varepsilon L_T}\right)\right)} \exp\left(-\frac{E_i}{q\varepsilon L}\right) \qquad (I\text{-}5)$$

avec : $\frac{1}{L_T} = \frac{1}{L_{ion}} + \frac{1}{L}$

Le bilan des échanges d'énergie dans le parcours du champ électrique s'écrit :

$$\left|\frac{q\varepsilon}{\text{énergie de la particule incidente par unité de longueur dans le champ}}\right| = \left|\frac{\alpha\ E_i + \alpha_R\ E_R}{\text{énergie transmise au réseau}}\right| \qquad (I\text{-}6)$$

α = nombre d'ionisations par cm

α_R = nombre d'émission de phonons par cm

Il faut alors remarquer que la probabilité P d'ionisation a pour valeur

$$\frac{\alpha}{\alpha + \alpha_R}$$

$\alpha + \alpha_R$ représentant l'ensemble des collisions possible

D'où la valeur de $\alpha_R = \alpha \quad (P^{-1} - 1)$

En remplaçant dans (I-6), il vient alors :

$$\alpha = \frac{q.\ \varepsilon.\ P}{P.\ E_i + (1-P)\ E_R} \qquad (I-7)$$

Finalement la valeur $\alpha\ (\varepsilon)$ sera donnée en remplaçant P par (I-5).

Pour des valeurs relativement peu élevées du champ électrique l'expression complète de $\alpha\ (\varepsilon)$ (voir [3] p. 273) se simplifie en :

$$\alpha\ (\varepsilon) = \frac{q\varepsilon}{rE_R} \exp\left(-\frac{E_i}{q\varepsilon L}\right) \qquad (I-8)$$

Cette expression est importante car d'une part elle confirme la variation $\text{Log}\ \alpha = f(1/\varepsilon)$ obtenue expérimentalement, d'autre part elle fournit une interprétation physique aux paramètres de la courbe.

I.2.1.2 - Théorie de WOLFF [10]

Celle-ci s'applique dans le domaine des champs électriques très élevés. On suppose alors qu'entre deux collisions, les porteurs gagnent beaucoup plus d'énergie qu'ils n'en perdent par émission de phonons optiques. Ainsi la distribution des vitesses reste quasiment isotrope à une translation près. La solution approchée de l'équation de Boltzmann conduit alors à :

$$\alpha\ (\varepsilon) = A \exp\left(-\frac{B}{E^2}\right) \qquad (I-9)$$

On peut noter que cette relation n'est pas en accord avec (I-8) pour des champs faibles.

I.2.2 - *Valeurs numériques des paramètres physiques définissant le claquage dans le matériau* -

Nous donnons ces valeurs uniquement dans le cas du silicium.

I.2.2.1 - Energie d'ionisation E_i -

Il est aisé de montrer que par les relations de conservation du moment cinétique et de l'énergie, on a :

$$E_i = \frac{3}{2} Eg \qquad (I-10)$$

Ceci correspond à l'équipartition du moment cinétique après ionisation entre le porteur incident et les deux porteurs crées. On doit donc s'attendre à une valeur d'environ 1,8 eV pour le silicium. En fait, cette valeur mesurée expérimentalement est controversée (voir en particulier une synthèse des mesures dans [11]).

I.2.2.2 - Energie du phonon optique E_R

En général, la valeur communément adoptée ([2], [3], [4]) donne E_R = 0,063 eV ± 0.003 eV

I.2.2.3 - Libre parcours moyen L

En général, la valeur du libre parcours moyen n'est pas obtenue par une mesure directe mais est déterminée en ajustant les paramètres des courbes de BARAFF avec des points expérimentaux. On fixe alors dans ce cas, les valeurs E_i et E_R comme indiquées précédemment.

En fait dans de nombreux cas, il ne s'avère pas possible de faire coïncider théorie et expérience en prenant les valeurs E_i et E_R précédentes. Cette difficulté peut être illustrée par la figure suivante qui donne une synthèse des résultats expérimentaux des mesures Log α = f $(1/\varepsilon)$

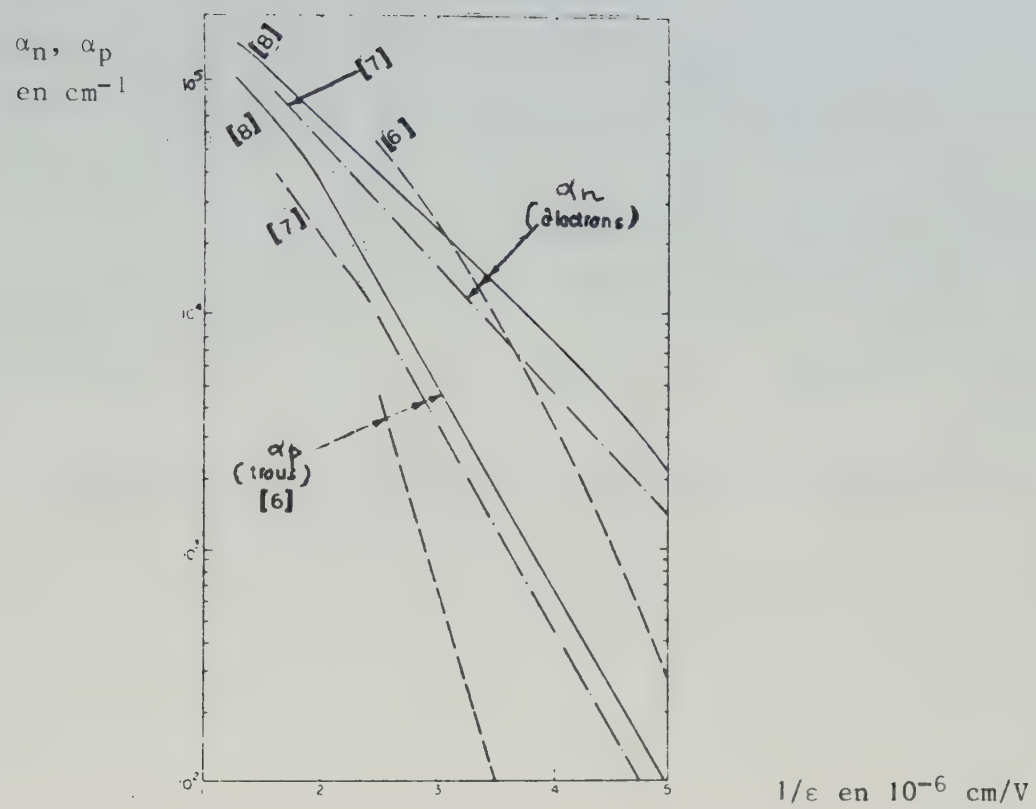


Figure I.3

La dispersion des résultats obtenus s'explique non seulement par les méthodes de mesures délicates à mettre en oeuvre mais également par la diversité technologique des échantillons étudiés et la différence des traitements des mesures (les coefficients d'ionisation sont extraits des coefficients de multiplication).

On peut montrer que aucune valeur de L_R ne peut rendre compte des observations [7] et [8] si on prend les valeurs E_i = 1,8 eV et E_R = 0.063 eV.

En revanche, si on fait varier E_i la meilleure approximation est obtenue pour E_i = 3,9 eV et L = 130 Å pour les électrons (valeurs à rapprocher du paramètre cristallin du silicium 5,43 Å). Dans le cas des résultats [6], la meilleure approximation donne :

$$1,1\ eV < Ei < 1.6\ eV$$

soit :

$$50\ \mathring{A} < L < 70\ \mathring{A} \quad \text{pour les électrons}$$

$$35\ \mathring{A} < L < 50\ \mathring{A} \quad \text{pour les trous}$$

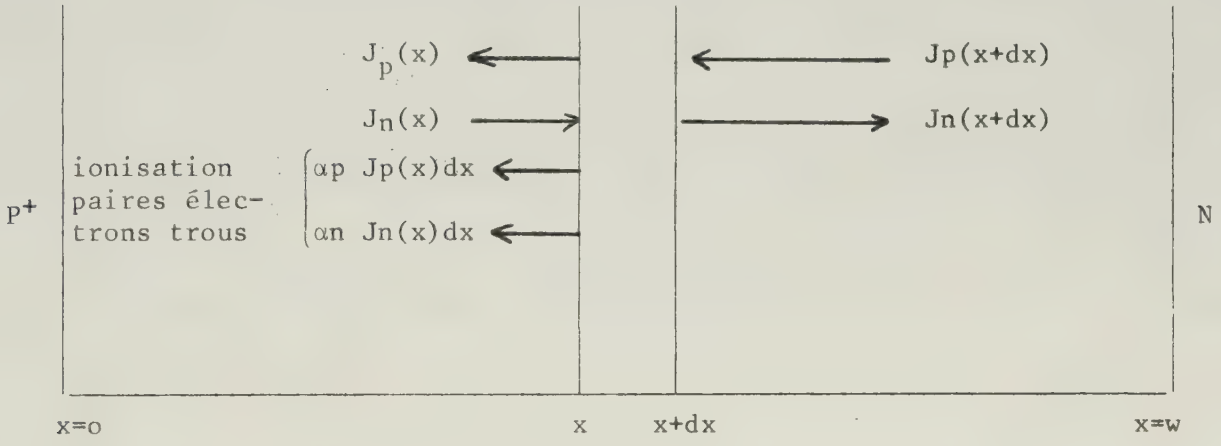
Les désaccords entre ces résultats montrent que la théorie de BARAFF reste incomplète, c'est cependant la seule à l'heure actuelle qui cerne la réalité.

I.3 -Phénomène d'Avalanche dans une jonction PN au silicium -

I.3.1 - *Théorie classique*

Jusqu'à présent, l'origine du champ électrique dans lequel se déplacent les porteurs n'a pas été précisée. Nous allons examiner maintenant le phénomène d'ionisation dans la zone de charge d'espace d'une jonction PN polarisée en inverse, zone dans laquelle règne un champ électrique intense et non uniforme. Le courant traversant la jonction est supposée constant, d'autre part, on va négliger les phénomènes de génération - recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Figure I-4 ZONE DE CHARGE D'ESPACE



L'équation de conservation des trous (ou équation de continuité) donne :

$$0 = \underbrace{Jp(x+dx) - Jp(x)}_{\text{quantité de trous s'accumulant dans la tranche dx par seconde}} + \underbrace{\alpha p\ Jp(x)\ dx}_{\text{quantité de trous produite par seconde par ionisation due à Jp(x)}} + \underbrace{\alpha n\ Jn(x)\ dx}_{\text{quantité de trous produite pas seconde par ionisation due à Jn(x)}} \quad (I-11)$$

soit $$-\frac{\partial Jp}{\partial x} = \alpha p\ Jp + \alpha n\ Jn \quad (I-12)$$

Comme d'autre part, le courant total J dans la jonction est supposé constant donc indépendant de l'abscisse considéré, on a :

$$Jn(x) + Jp(x) = J \quad (I-13)$$

soit $$\frac{\partial Jn}{\partial x} = -\frac{\partial Jp}{\partial x} \quad (I-14)$$

Les solutions sont classiquement (d'après [1]) en posant

$$FI(x) = \exp\left(\int_o^x (\alpha p - \alpha n)\ dx\right)$$

$$Jp(x) = \left(FI(x)\right)^{-1} \cdot \left(Jpo\ FI(w) + \int_o^w \alpha nJ \cdot FI(x)dx - \int_o^x \alpha nJ \cdot FI(x)dx\right) \quad (I-15)$$

$$Jn(x) = \left(FI(x)\right)^{-1} \cdot \left(Jno + \int_o^x \alpha pJ \cdot FI(x)\ dx\right) \quad (I-16)$$

avec $Jpo = Jp(\omega)$ et $Jno = Jn(o)$

De ces deux expressions, on tire :

$$J = \frac{Jno + Jpo \cdot FI(\omega)}{1 - \int_o^\omega \alpha n \cdot FI(x) \cdot dx}$$

La tension d'avalanche est alors définie pour une configuration du champ électrique et une valeur de ω telle que le dénominateur de J tend vers 0.
(On appelle intégrale d'ionisation, l'expression $\int_0^{\omega} \alpha n \, FI(x) \, dx$).
En se rappelant que les coefficients d'ionisation αp et αn sont fonction du champ électrique $\varepsilon(x)$ dans la zone de charge d'espace, donc fonction de l'abscisse considérée, la solution globale du problème, c'est-à-dire la connaissance de Jn(x), Jp(x) et $\varepsilon(x)$ passe par la résolution, conjointement à I-17 de l'équation de Poisson.

Cette dernière peut se formuler de la manière habituelle :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{q}{K_s}\left[N_D(x) - N_A(x) + \frac{Jp(x)}{qvp} - \frac{Jn(x)}{qvn}\right] \qquad (I\text{-}18)$$

densité d'ions fixes ; densité de porteurs mobiles

vp et vn étant les vitesses d'entrainement des porteurs

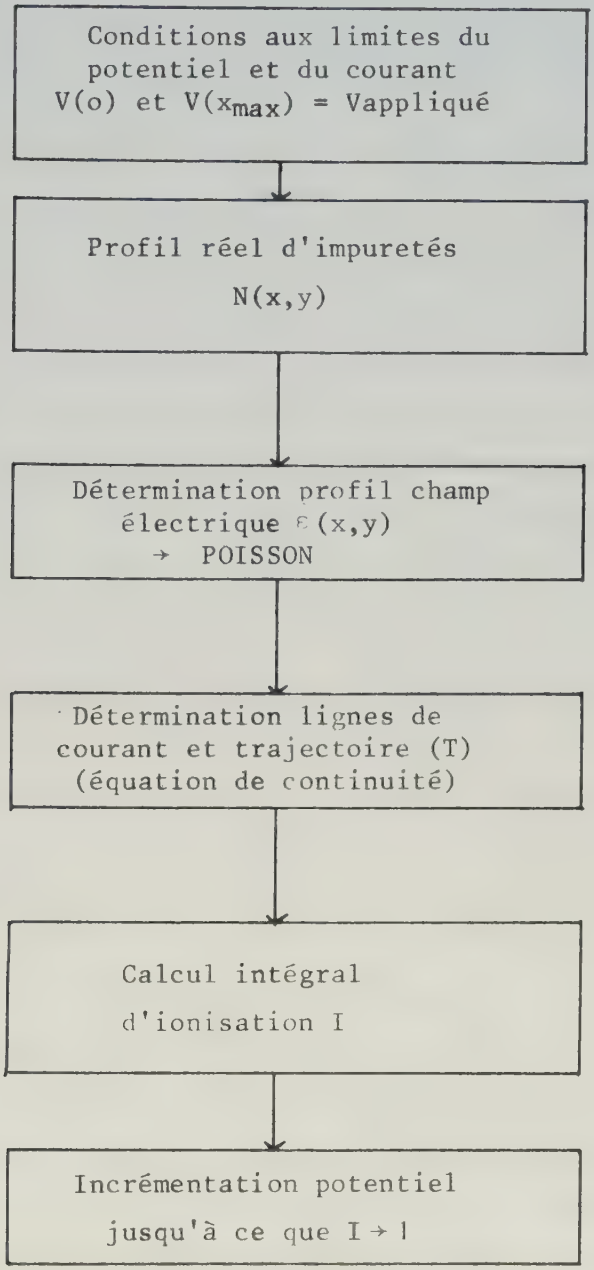
On considère que compte tenu des champs électriques élevés, ces vitesses sont les vitesses limites ou vitesses de saturation. En toute rigueur, les valeurs pour les électrons et pour les trous sont différentes, dues à des masses effectives différentes [3].

Dans le cas d'une jonction réelle, on doit tenir compte du caractère bidimensionnel du profil d'impuretés. Les équations à résoudre s'écrivent alors

$$\begin{cases} \nabla V + \dfrac{\rho(x,y)}{K_s} - \dfrac{\rho_{mobile}(x,y)}{K_s} = 0 \quad \text{Poisson} \\ \\ \text{grad } \vec{Jp} = \alpha p \left(I\vec{E}I \right) \vec{Jp} + \alpha n \left(I\vec{E}I \right) \vec{Jn} = - \text{grad } \vec{Jn} \end{cases}$$

On peut montrer [13] que la condition d'avalanche s'écrit alors d'une manière analogue au cas unidimensionnel. Toutefois, les bornes d'intégration de l'intégrale d'ionisation doivent être précisées, en particulier on peut montrer que la trajectoire (T) des porteurs correspondant à l'amorce du claquage (dénominateur de I-17 tend vers 0) passe par le point où le champ électrique est maximal.

L'intégrale d'ionisation s'obtient alors en remplaçant dans I-17 ω par la largeur de charge d'espace le long de (T). Le principe du calcul de la tension d'avalanche est alors le suivant :



I.3.2 - *Approche des jonctions réelles* -

La solution des équations posées au paragraphe précédent n'est pas analytique et un recours aux méthodes numériques est indispensable. La plupart du temps d'ailleurs, le problème global n'est pas résolu et les approximations suivantes sont d'usage courant :

a) - densité de porteurs libres dans la zone de transition négligée

b) - profil de la jonction analytique (abrupt, graduel ou exponentiel)

Moyennant ces hypothèses qui confèrent au champ électrique $\varepsilon(x)$ une expression analytique, les équations I-15 et I-16 sont intégrées plus facilement.

Si l'hypothèse b) peut être validée dans de très nombreux cas, notamment par une technologie de réalisation de jonction appropriée (région N peu dopée) en revanche l'hypothèse a) ne permet pas de mettre en évidence l'effet du niveau d'injection sur le claquage, phénomène très important pour la réalisation de diode Zener puisqu'il définit ce que l'on appelle la résistance dynamique $\partial V_Z/\partial I_Z$. Nous y reviendrons par la suite. On peut remarquer que, en règle générale, les approximations précédentes sont suffisantes lorsque la dissymétrie entre les régions P et N est grande ; la jonction est alors voisine du modèle abrupt. Les calculs simplifiés sont proches des valeurs mesurées. On peut grossièrement dire que ces calculs sont valables pour des diodes haute tension, c'est-à-dire $V_Z > 6$ Volts. Pour les tensions de claquage entre 4 volts et 6 volts (dites basse tension), valeurs qui vont nous intéresser plus particulièrement, il faut tenir compte plus finement du profil de la jonction et des caractéristiques de matériau pour espérer cerner de plus près la réalité.

I.3.2.1 - Profil de la jonction

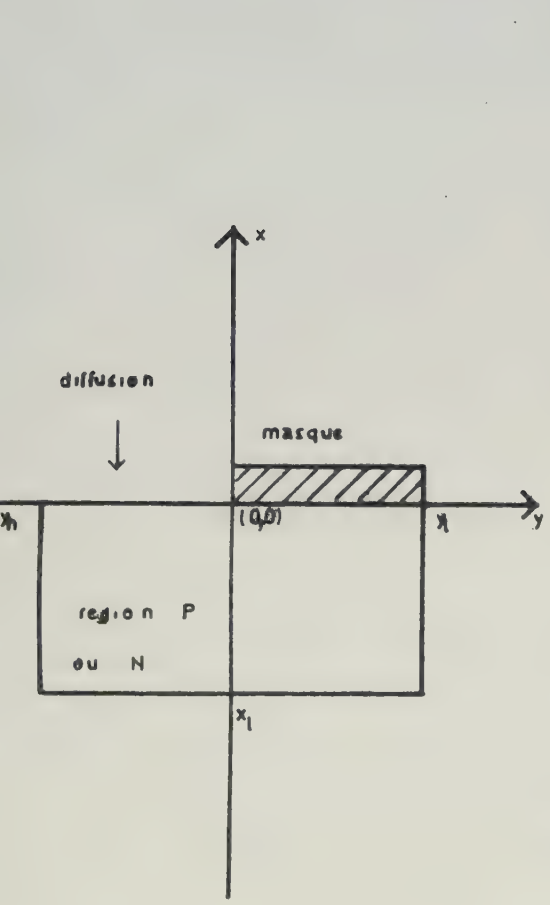
L'approche unidimensionnelle exposée aux paragraphes précédents néglige par nature, des phénomènes de claquage dûs à des effets de géométrie souvent constatés expérimentalement (claquage périphérique). Ces effets sont en général dus à une distribution non uniforme des impuretés de dopage à la périphérie de la jonction. Pour illustrer cette affirmation nous nous appuierons sur des calculs bidimensionnels donnés dans [12]. Ces calculs mettent en évidence les phénomènes bidimensionnels de diffusion d'impuretés et des effets non linéaires. Pour simplifier disons que le calcul prend en compte le champ électrique interne dû aux impuretés pendant la diffusion et la dépendance du coefficient de diffusion avec le niveau de concentration. Les auteurs concluent que les 3 principales conséquences de la prise en compte des non-linéarités sont, dans le cas d'une diffusion à concentration de surface constante.

1) une translation plus importante du front de diffusion que celle calculée par le modèle linéaire
2) un gradient plus abrupt du front de diffusion dans le sens de la diffusion
3) une diminution appréciable du rapport

$$\frac{\text{Diffusion latérale}}{\text{Diffusion longitudinale}}$$

(La courbure dans les zones périphériques est augmentée).

Le calcul montre par ailleurs que les effets précédents sont d'autant plus marqués que les concentrations des zones P et N sont plus élevées. Un exemple de calcul est donné sur la figure I.5



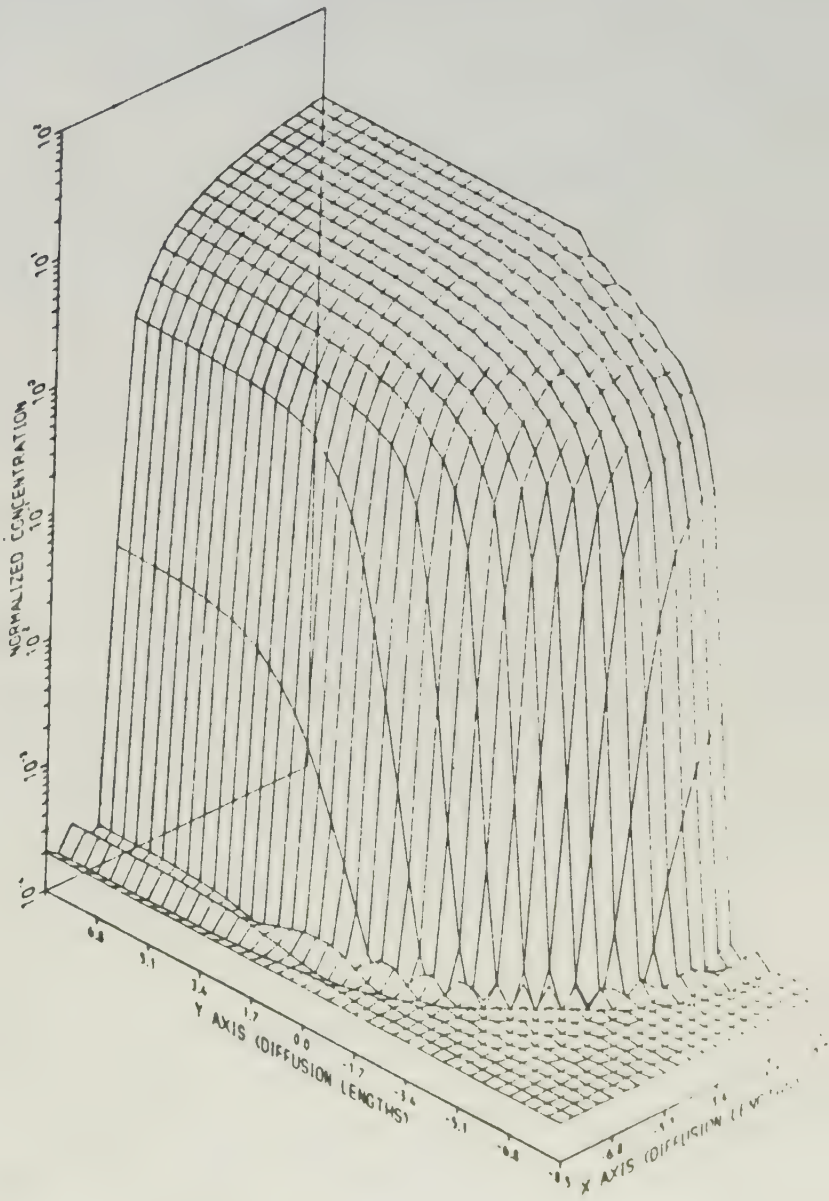


Figure I.5 - Diffusion à concentration de surface constante
Calcul non linéaire impureté de type donneur (phosphore)

Bien que la réalité soir certainement plus complexe encore que les résultats de ce calcul sophistiqué ne le montre, il est clair que c'est par une définition de plus en plus fine de la jonction elle-même que l'on peut expliquer les observations. Ainsi la résolution complète du problème de l'avalanche devrait être obtenue en bidimensionnel, compte tenu de ce qui a été dit précedemment (une approche du problème d'ailleurs a d'ailleurs été tentée dans [13]). Signalons enfin que le calcul des tensions d'avalanche est souvent résolu par l'intermédiaire de la solution de Poisson en coordonnées cylindriques pour tenir compte des effets de bord. Cette méthode donne en général de bons résultats pour des tensions de claquage élevées [14]. Néanmoins pour des tensions de claquage plus faibles donc des matériaux de départ de résistivité plus faible, les effets d'inhomogénéité du gradient à la périphérie de la jonction ne sont pas pris en considération.

En conclusion, nous avons voulu montrer la difficulté du point de vue calcul, de modéliser simplement les jonctions diffusées (ce type de jonction est assez général dans la technologie semi-conducteur, car les procédés ayant lieu à haute température une diffusion intervient toujours dans le matériau). Lorsque celles-ci sont réalisées à partir de matériau peu résistif conduisant à des claquages basse-tension (< 6V), le calcul pour être valable doit tenir compte du procédé et des paramètres réels de diffusion.

I.3.2.2 - Effet de la nature du matériau

Les paramètres physiques du matériau ayant une influence sur le coefficient d'ionisation ont été définis au paragraphe I.2.2. Parmi les paramètres définis E_i, E_R et L, le libre parcours moyen des porteurs entre 2 collisions L semble le plus dépendant de l'état du matériau du moins quant à une explication physique immédiate. En effet, le libre parcours moyen est défini par les collisions des porteurs [3].

a) - sur le réseau par l'intermédiaire de l'absorption des phonons acoustiques ou optiques

b) - sur les impuretés ionisées. Les trajectoires des porteurs sont d'autant plus déviées que leur vitesse initiale est

plus faible (diffusion RUTHERFORD). On donne sur la figure I-6 la variation de la mobilité (donc du libre parcours moyen) en fonction de la concentration d'impureté [1]. On rappelle que :

$$L = \frac{3}{4q} \sqrt{2\pi m^2 kT}\ \mu \qquad [3]$$

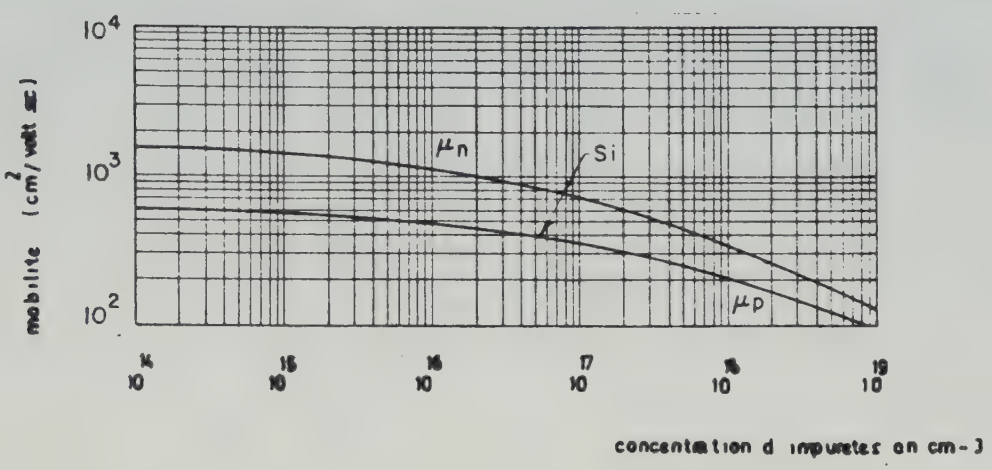


Figure I-6

c) - sur les défauts de réseau en particulier les dislocations et les défauts d'irradiation.

Le libre parcours moyen L sera tel que :

$$\frac{1}{L} = \sum_j \frac{1}{L_j} = \underbrace{\frac{1}{L_R}}_{\text{réseau}} + \underbrace{\frac{1}{L_I}}_{\text{impureté}} + \underbrace{\frac{1}{L_D}}_{\text{défaut}} \qquad (I\text{-}19)$$

L_j étant le libre parcours moyen associé à chaque type de collision définie précédemment.

Les résultats précédents montrent que le coefficient d'ionisation est lié au matériau utilisé par l'intermédiaire du libre parcours moyen des porteurs. On voit que plus le matériau de départ est fortement dopé, plus le libre parcours moyen diminue entraînant une diminution du coefficient d'ionisation (terme L_I). De même, le mode de fabrication et notamment les traitements techniques que va subir la jonction vont influer les caractéristiques de claquage (terme L_D).

Ces résultats ainsi que ceux du paragraphe précédent vont être utiles pour interpréter certaines mesures effectuées sur des diodes Zener basse tension et particulièrement relier les caractéristiques de claquage à la technologie utilisée.

I.3.3 - Effet du niveau d'injection -

L'étude théorique monodimensionnelle du paragraphe I.3.1 a mis en évidence le phénomène d'avalanche par la condition donnée par I-17, à savoir que l'intégrale d'ionisation

$$\int_0^{\omega} \alpha n \,.\, \exp\left[\int_0^x (\alpha p - \alpha n)\, dx\right] \; dx \to 1$$

Cette condition peut être obtenue moyennant une configuration du champ électrique dans la charge d'espace donnée par l'équation de Poisson (I-18) et une valeur de la largeur de cette charge d'espace ω.

L'hypothèse couramment admise de faible injection, ne peut se justifier dans la pratique que dans les jonctions abruptes présentant une dissymétrie de dopage importante entre les régions P et N. Le calcul des courants est alors facilité et leur répartition peut être donnée par la figure I-7 ([4], [11]).

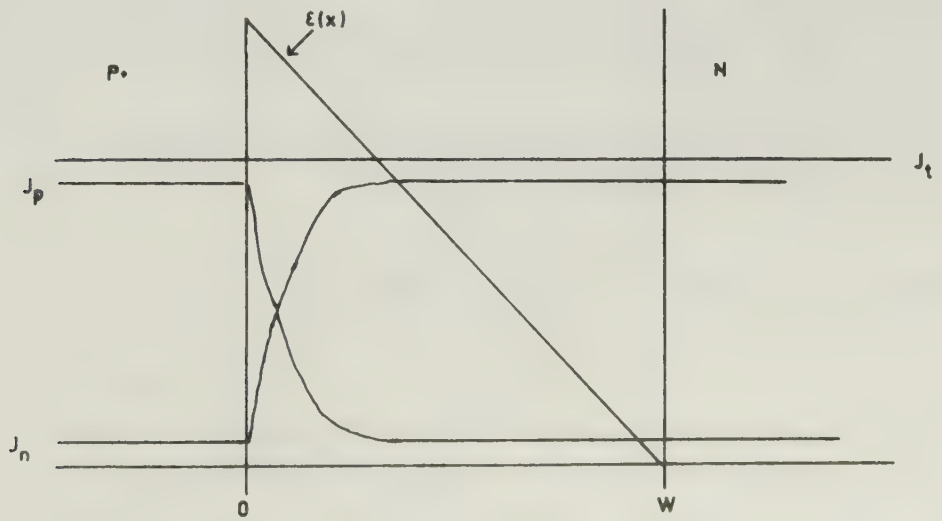


Figure I-7 : Répartition des courants dans une jonction abrupte en régime d'avalanche.

Cette répartition montre que le phénomène de multiplication se traduit par une forte décroissance du courant injecté dans la région du champ électrique élevé où les coefficients d'ionisation sont correlativement importants. Numériquement, l'hypothèse de faible injection est justifiée puisque pour des diodes Zener haute tension, les concentrations d'impuretés sont comprises entre 10^{15} et 10^{17} at.cm^{-3}. La densité de porteurs mobiles J/qv est alors de l'ordre de 6.10^{12} at.cm^{-3} pour une densité de courant J de 10 A.cm^{-2} (gamme de valeur couramment utilisée) et une valeur de vitesse limite $v = 10^7$ cm.sec.$^{-1}$.

Le cas des jonctions graduelles est plus complexe. Nous justifierons expérimentalement par la suite que c'est ce type de profil auquel nous aurons à faire pour des diodes Zener basse tension. Dans celles-ci en effet, les dopages des 2 régions sont très élevés (qq 10^{18} at.cm^{-3}) d'autre part, la zone de transition est très fine (< 1 µ).
La configuration des courants à l'allure de la figure I-8.

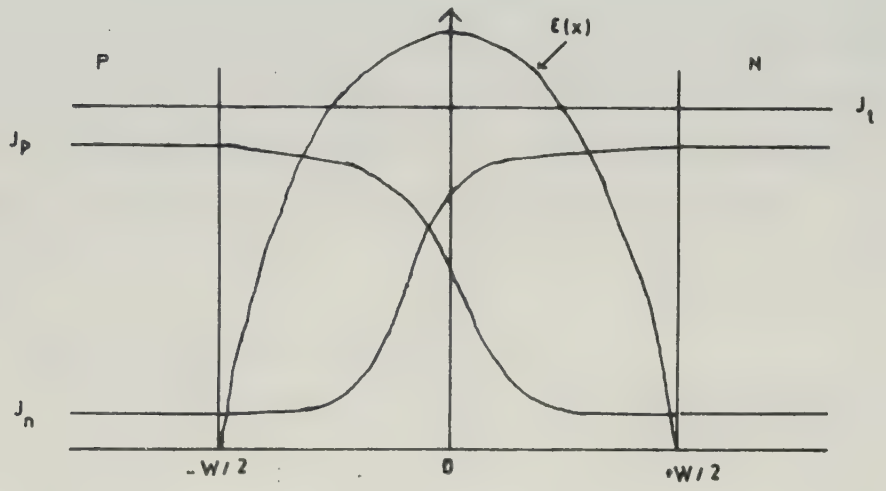


Figure I-8 : Répartition des courants dans une jonction graduelle en régime d avalanche (faible injection)

De part et d'autre du plan de la jonction correspondant à x = o, on voit que la conduction n'est assurée que par un seul type de porteurs trous du côté P^+, électrons du côté N. Aux abords de cette zone la concentration d'impuretés ionisées est très faible, voire nulle au plan x = o ; de ce fait la condition de faible injection n'est surement pas remplie dans cette zone bien que la décroissance du courant soit élevée du fait du champ électrique règnant localement.

L'effet d'une augmentation du courant total Jt va être de compenser les charges fixes par des charges mobiles. Les porteurs atteignant leur vitesse limite, l'augmentation du courant se traduit par une augmentation de concentration des porteurs mobiles (relation $J_n = n.q\ v_n$). Du fait de cette modification de charge d'espace, la distribution du champ va être modifiée (équation I-18). Si la compensation des impuretés par les porteurs mobiles en fonction de charge d'espace va amener un élargissement de celle-ci, par contre il est plus délicat de prévoir le sens de variation du champ maximum. On admet en général, qu'il varie peu avec le niveau d'injection [4]. Dans ces conditions, et sans résoudre numériquement le problème posé au paragraphe I.3.1, on peut ainsi expliquer la variation $\partial V_Z/\partial I_Z$ appelée résistance dynamique de la diode. Le calcul approché [15] montre que l'on a :

$$\frac{\partial V_Z}{\partial I_Z} = \frac{\omega^2}{2.S.K_s.v_n} \qquad \text{(I-20)}$$

Compte tenu des résultats obtenus sur nos échantillons, les valeurs obtenues par I-20 sont très en dessous des valeurs mesurées. Ceci montre que la résistance dynamique des jonctions réelles s'explique par d'autres mécanismes dûs à l'état du matériau lui-même.

I.3.4 - Effet de la température -

La mise au point d'une diode de référence passe par la connaissance précise des effets thermiques sur la jonction en avalanche. Pour évaluer ces effets, il est nécessaire de connaître les variations thermiques des coefficients d'ionisation qui gouvernent le mécanisme de base. Pour cela il faut revenir à l'expression de ceux-ci donnée par I-8

$$\alpha\ (\varepsilon) = \frac{q\varepsilon}{rE_R}\ \exp\left(-\frac{E_i}{q\varepsilon L}\right)$$

Cette expression permettant de relier directement un paramètre macroscopique à des caractéristiques du matériau, il est ainsi possible de faire le bilan des paramètres du matériau qui sont influencés par la température.

1 - E_R

On admet que l'énergie des phonons optiques varie avec la température du fait de la dilatation du réseau cristallin.

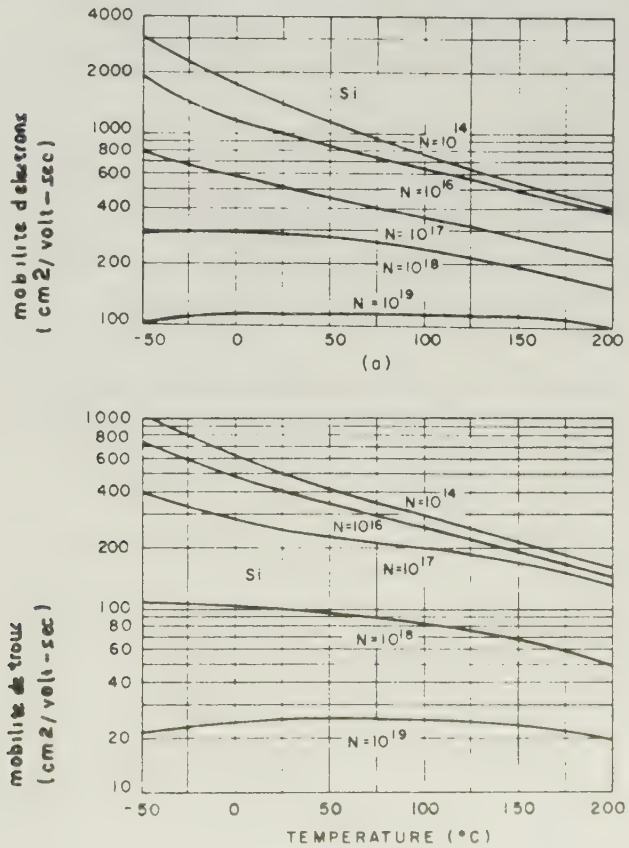
2 - E_i

L'énergie d'ionisation étant liée à la largeur de la bande interdite Eg doit être fonction de la température. On admet que $\partial E g/\partial T = - 2.4\ 10^{-4}$ eV° K^{-1} pour le silicium (essentiellement du fait de la dilatation du réseau).

3 - L

Comme on l'a vu au paragraphe I.3.2.2, le libre parcours moyen L dépend à la fois du l.p.m. sur le réseau L_R et du l.p.m. sur les impuretés ou défauts de réseau L_I. Comme le montre la figure I-9, la mobilité donc le l.p.m. dépend de moins en moins de la température au fur et à mesure que les impuretés interviennent (diffusion RUTHERFORD).

figure I-9
Variation des mobilités des électrons et des trous en fonction de la température et du niveau de concentration
[1]



On peut donc déduire de ces résultats expérimentaux que la mobilité d'impureté et donc le l.p.m. L_I est peu dépendant de la température dans la gamme fixée par notre étude.

En revanche, le terme $\partial L_R/\partial T$ caractérisant l'absorption des phonons optiques varie beaucoup selon la température. Le raisonnement suivi dans [4] fournit une évaluation de ce terme. Si on remarque que $1/L_R$ est proportionnel à la probabilité d'absorption des phonons optiques, on doit avoir à l'équilibre du système :

$$\frac{\partial}{\partial T}\ (\text{probabilité d'émission}) = \frac{\partial}{\partial T}\ (\text{probabilité d'absorption}) \qquad \text{(I-21)}$$

La probabilité d'émission est proportionnelle à

$$\underset{\substack{\text{émission}\\\text{spontanée}}}{1} + \underset{\substack{\text{émission}\\\text{stimulée}}}{n} = 1 + \frac{1}{\exp \frac{E_R}{kT} - 1} \quad \text{avec } E_R = 0.063 \text{ eV} \qquad \text{(I-22)}$$

On doit donc avoir :

$$\frac{1}{L_R}\ \frac{\partial L_R}{\partial T} = -\ \frac{1}{1+n}\ \frac{\partial\ (1+n)}{\partial T} \qquad \text{(I-23)}$$

soit

$$\frac{1}{L_R}\ \frac{\partial L_R}{\partial T} = -\ \frac{E_R}{kT^2}\ \frac{\exp E_R/kT}{(\exp E_R/kT - 1)^2} \qquad \text{(I-24)}$$

Dans une gamme de température proche de l'ambiante (T = 300°K), $\exp E_R/kT \gg 1$ et on obtient :

$$\frac{1}{L_R}\ \frac{\partial L_R}{\partial T} = -\ \frac{E_R}{kT^2}\ \exp -\ \frac{E_R}{kT} \qquad \text{(I-25)}$$

On a donc, compte tenu de ce qui précède une valeur de

$$\frac{1}{L_R}\ \frac{\partial L_R}{\partial T} = -\ 7.65\ 10^{-4}\ °C^{-1}$$

Qualitativement le signe négatif se justifie par le fait que le l.p.m. des porteurs va diminuer lorsque la température croît, l'agitation thermique du réseau augmentant la probabilité de chocs des porteurs mobiles. La variation du coefficient d'ionisation avec la température va prendre en compte d'après I-8 les variations de l'énergie d'ionisation et de celles du l.p.m. Il est d'usage de négliger la variation d'énergie d'ionisation devant celle du l.p.m. Toutefois, la figure I-9 montre qu'à fort dopage $\partial L/\partial T$ peut devenir très petit mais difficile à préciser quantitativement, tandis qu'il n'est plus assuré que $\partial Ei/\partial T$ n'ait pas d'influence. Cette dernière remarque a une conséquence primordiale sur l'évolution $\partial V_Z/\partial T$ qui doit alors considérer deux cas de figure.

1. - $\partial Ei/\partial T$ est négligeable, le coefficient d'ionisation diminue avec la température du fait de $\partial L/\partial T$. La condition d'avalanche impose donc $\partial V_Z/\partial T$ positif.

2. - $\partial Ei/\partial T$ prépondérant (cas d'un matériau très dopé), le coefficient d'ionisation augmente avec la température ($\partial E_i/\partial T < 0$ dans l'expression I-8). La condition d'avalanche impose $\partial V_Z/\partial T$ négatif. On aboutirait alors dans ces conditions à une caractéristique de fonctionnement proche de l'effet Zener pur.

Selon l'hypothèse sur la nature de la jonction, le calcul de $\partial V_Z/\partial T$ donné dans [4] que nous avons modifié pour tenir compte du terme $\partial Ei/\partial T$ amène aux expressions suivantes :

- jonction abrupte

$$\frac{1}{V_Z}\frac{\partial V_Z}{\partial T} = -\frac{2}{L}\frac{\partial L}{\partial T}\,\frac{\dfrac{Ei}{q\varepsilon_B L} - 1}{\dfrac{Ei}{q\varepsilon_B L} + 1} + \frac{2}{Ei + q\varepsilon_B L}\frac{\partial E_i}{\partial T} \qquad \text{(I-26)}$$

ε_B étant le champ électrique maximal

- jonction graduelle

$$\frac{1}{V_Z}\frac{\partial V_Z}{\partial T} = -\frac{3}{2}\frac{1}{L}\frac{\partial L}{\partial T}\frac{\frac{Ei}{q\varepsilon_B L} - 1}{\frac{Ei}{q\varepsilon_B L} + \frac{1}{2}} + \frac{3}{2}\frac{1}{Ei + \frac{q\varepsilon_B L}{2}}\frac{\partial Ei}{\partial T} \qquad (I\text{-}27)$$

Pour les deux relations précédentes, on a :

$$\frac{1}{L}\frac{\partial L}{\partial T} = \frac{L_i}{L_R}\frac{1}{L_R + L_i}\frac{\partial L_R}{\partial T} \qquad (I\text{-}28)$$

L_R = l.p.m. réseau, L_i = l.p.p. impureté

I.3.5 - Effets liés à l'irradiation -

Ce paragraphe est consacré à l'analyse des différents paramètres susceptibles d'être influencés par une irradiation soit photonique γ ($h\nu \sim 1$ MeV). On peut grossièrement classer en deux catégories les types de défauts introduits par ces rayonnements [3] :

- pour le rayonnement photonique, compte tenu d'une énergie moyenne des photons γ de 1 MeV, l'énergie moyenne déposée est d'environ 19 eV [16]. Or l'énergie nécessaire pour déplacer un site cristallin dans le silicium étant de l'ordre de 13 eV, on voit que ce type de rayonnement va surtout créer des défauts ponctuels, interstitiels (défaut instable) et lacunes. Le nombre de défauts introduits par cm^3 se déduit de la formule suivante :

$$N_{déf.} = \sigma_D \cdot N_A \cdot \phi \qquad (I\text{-}29)$$

N_A = nombre d'atomes de la cible par $cm^3 = 5\ 10^{22}$ pour le silicium

σ_D = section efficace en cm^2 - ϕ - flux d'irradiation par cm^2

- pour l'irradiation neutronique, particulièrement celles de neutrons rapides, (E_n = 1 MeV) les défauts crées dans le cristal sont beaucoup plus complexes [17] du fait que l'énergie déposée est plus impor-

tante (la section efficace est environ 100 fois plus élevé que pour les γ). On admet que dans ces conditions, la réaction la plus probable avec le noyau de silicium est la diffusion élastique ; l'atome primaire recule sous l'effet du choc neutronique et possède alors suffisamment d'énergie pour déplacer d'autres atomes ([17], [30]). Ainsi va se créer un ensemble de perturbations secondaires (déplacements atomiques) le long de la trajectoire de recul qui vont correspondre :

1. - soit à des agglomérats de lacunes et d'interstitiels
2. - soit à des agglomérats de défauts complexes lacunes impuretés

La théorie de l'intéraction neutron-silicium est délicate à mettre en oeuvre car elle doit :

- résoudre les équations décrivant l'évolution de l'atome primaire dissipant son énergie initiale dans le réseau [42]
- déterminer les sections efficaces d'interaction atome de recul réseau cristallin.

La solution des deux points précédents permet de calculer l'énergie moyenne déposée sous forme d'ionisations et de déplacements atomiques et d'évaluer les caractéristiques géométriques des défauts. A partir de ces résultats, on peut aboutir à la notion de "dommage uniformément réparti" dans le volume du silicium qui permet d'avoir une première approche de la dégradation des propriétés électriques. Afin de situer numériquement un ordre de grandeur de la densité de défauts crées, on donne sur la figure I.10 la densité de déplacements atomiques en fonction de l'énergie du neutron incident. Cette valeur théorique montre que pour un neutron d'énergie 1 MeV la densité de déplacements dans l'amas (ou ensemble de défauts) est de l'ordre de 10^{20}, soit une concentration locale de défauts supérieure en général à celles des majoritaires initialement présents.

On peut également montrer que pour un neutron incident de 1 MeV environ 70 % du volume de silicium est occupé par des zones de charge d'espace [17].

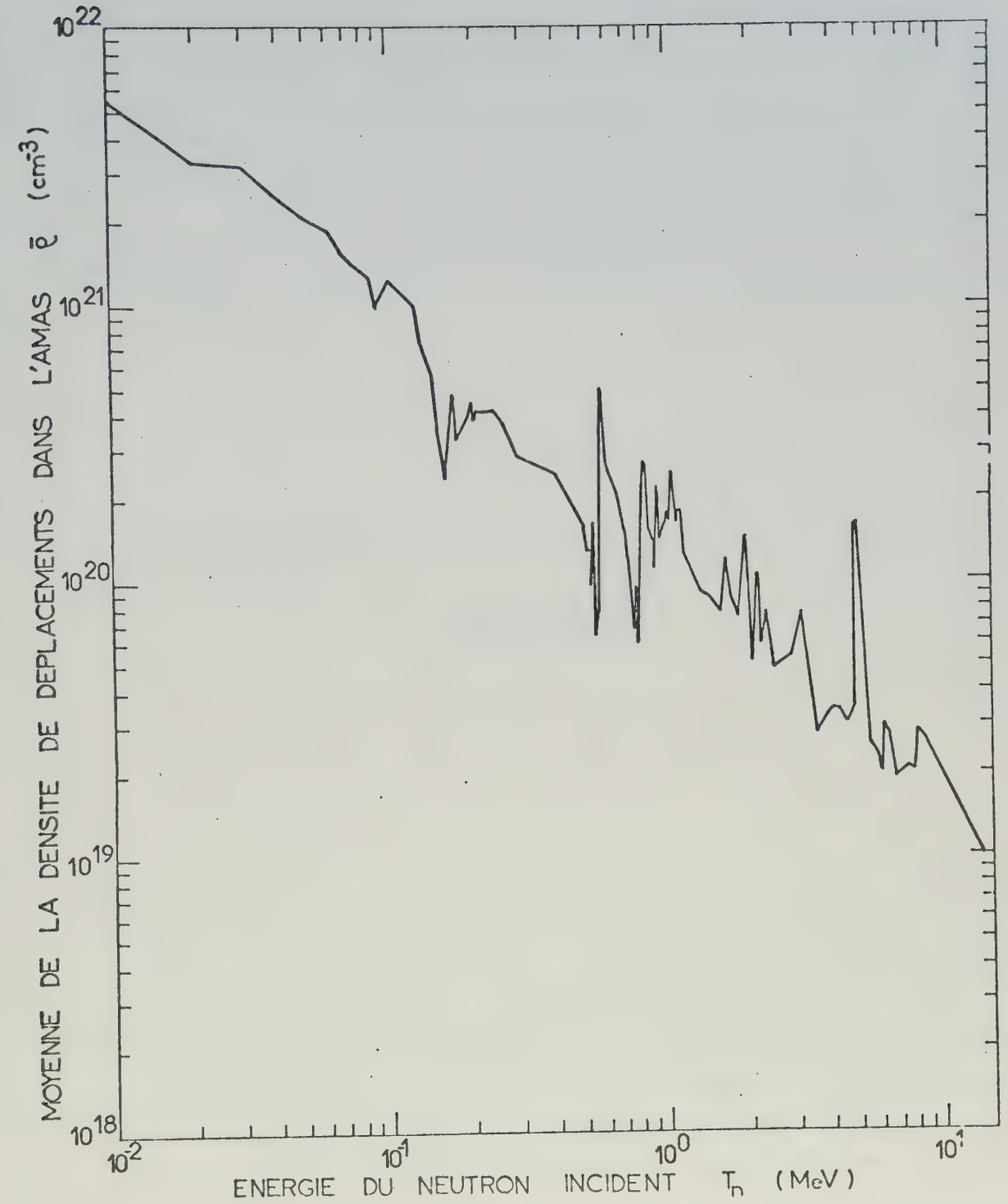


Figure I-10 - Densité de défauts estimés dans l'amas selon l'énergie du neutron incident [17] -

I.3.5.1 - Effets des γ sur le mécanisme d'avalanche -

Comme nous venons de le voir brièvement, l'irradiation γ a peu de chances d'influencer d'une manière permanente le phénomène d'avalanche puisqu'aucune modification du matériau n'est à attendre du moins au premier ordre.

En réalité, l'effet qui pourrait être mis en évidence est celui provoqué par le piégeage de charges positives dans l'oxyde. On peut localiser sur la figure I-11, cet effet de charge de surface.

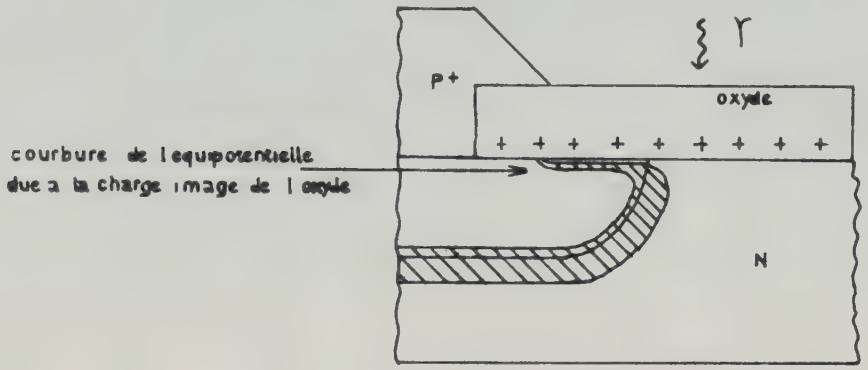


Figure I-11 -

L'irradiation créant une charge positive dans l'oxyde de silicium est susceptible de perturber par effet électrostatique le champ électrique dans la zone de transition du moins pour la région située près de la surface. Il est toutefois délicat de chiffrer a priori l'amplitude de la perturbation créée pour la tension d'avalanche, l'expérience des circuits MOS montrant que les effets de charge d'oxyde dépendent beaucoup de l'état de celui-ci donc des traitements technologiques qu'il a subi. Nous examinerons dans la partie expérimentale la dérive de tension de claquage due à une irradiation γ.

I.3.5.2 - Effet des neutrons sur le mécanisme d'avalanche -

Les effets électriques dûs à l'amas crée par les déplacements atomiques peuvent être schématisés par le modèle de la figure I-12 [19].

Dans ce modèle, on considère une région perturbée de rayon R_2, l'amas proprement dit étant la région de rayon R_o de concentration intrinsèque. Si on suppose une région de type N, les électrons de la zone neutre ($r > R_2$) vont avoir tendance à diffuser en direction du centre de l'amas du fait de la grande concentration de défauts crées ($\sim 10^{19}$ cm^{-3}). En régime permanent, on va voir apparaître une zone de charge d'espace qui va se traduire localement par une modification du diagramme des bandes due à la variation de potentiel électrostatique (effet coulombien de l'amas).

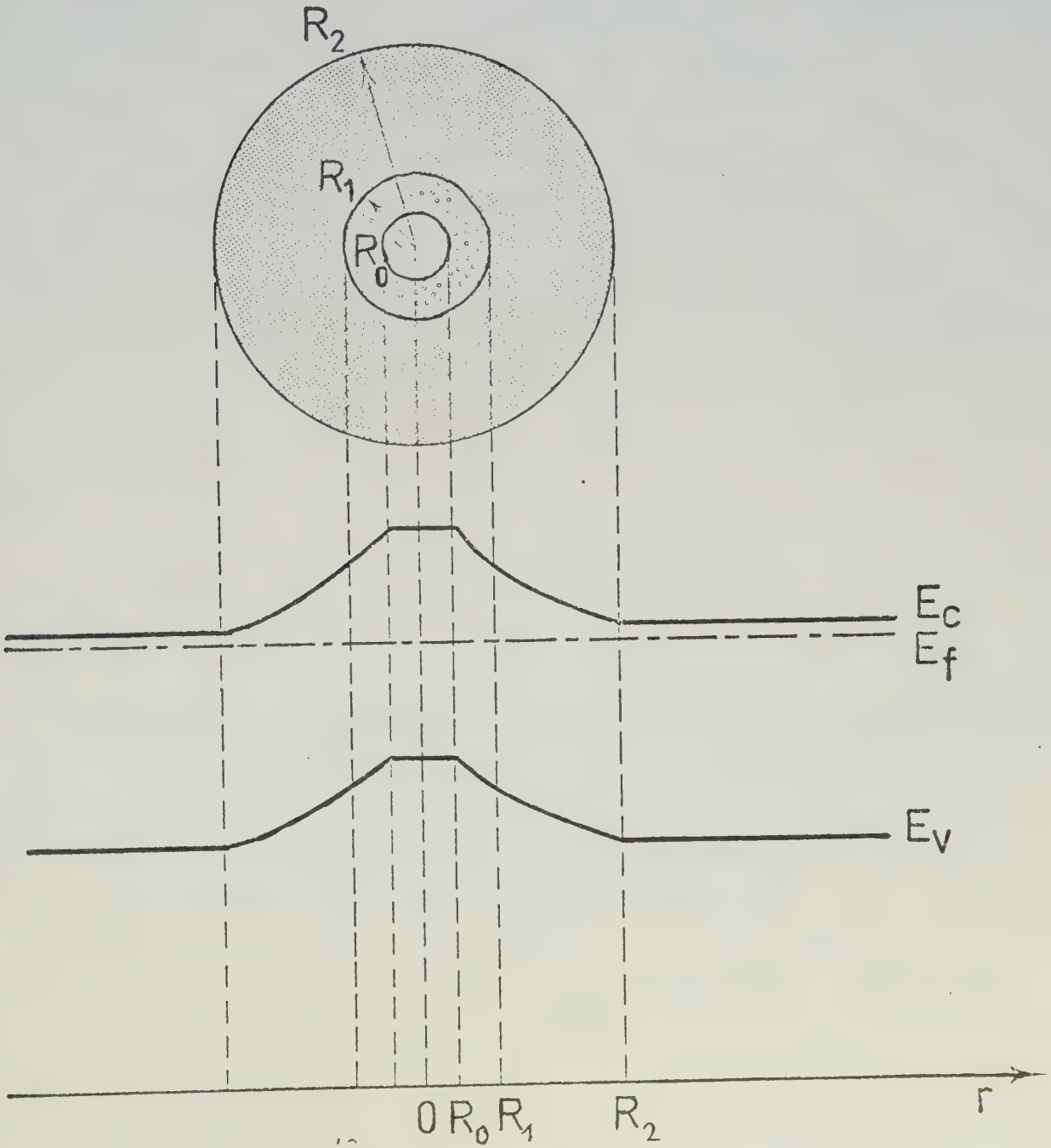


Figure I-12 : Charge d'espace et diagramme des bandes pour une perturbation due à l'amas -

Du point de vue de ce qui nous préoccupe, les paramètres électriques essentiellement dégradés sont :

- la concentration de majoritaires appauvrie par la présence de défauts

- la mobilité. La mesure de cette grandeur particulièrement délicate est déduite d'une mesure d'effet HALL [21]. C'est donc en toute rigueur la dégradation de la mobilité de HALL que l'on mesure et il est complexe d'en déduire la dégradation de la mobilité vraie des porteurs. Qualitativement, il est sûr que la mobilité des porteurs diminue sous irradiation neutronique du fait des défauts crées, qui entraîne une diminution du libre parcours moyen des porteurs. On peut ainsi affirmer que par ce mécanisme, analogue d'ailleurs aux conséquences de l'effet thermique, le coefficient d'ionisation va diminuer rendant nécessaire une augmentation de champ électrique pour amorcer ou soutenir l'avalanche.

La dégradation de l'ensemble de ces deux grandeurs, difficile à séparer expérimentalement est mis en évidence par des mesures de résistivité de matériaux [20]. On obtient les variations suivantes :

$$\rho_{n\phi} = \rho_{no} \exp - \frac{\phi_n}{444.N_{Do}^{0.77}} \quad \text{pour du matériau type N} \qquad \text{(I-31)}$$

$$\rho_{p\phi} = \rho_{po} \exp - \frac{\phi_n}{387.N_{Ao}^{0.77}} \quad \text{pour du matériau type P}$$

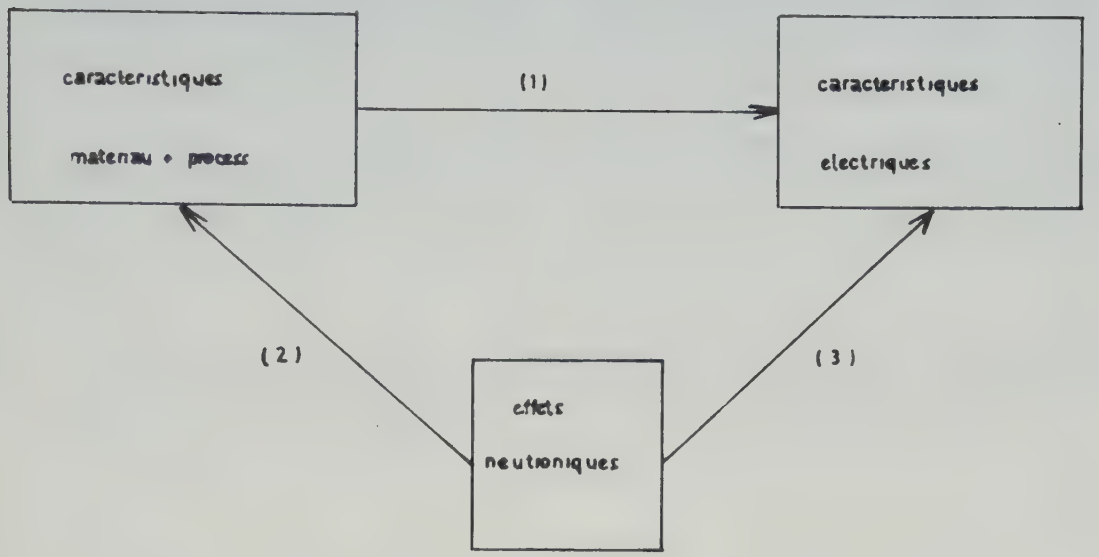
N_{Do} et N_{Ao} étant les concentrations initiales du matériau N et P,
ϕ_n le flux neutronique

Signalons toutefois que ces expressions sont approchées et non utilisables pour des matériaux tels que N_{Ao}, $N_{Do} > 10^{18}$ cm^{-3}. L'augmentation de la résistivité rendant compte à la fois de la dégradation de la mobilité et de la concentration de majoritaires est en parfait accord avec l'observation expérimentale de l'augmentation de V_Z après irradiation.

L'interprétation du ΔV_Z par l'intermédiaire de la variation de résistivité masque en fait la différence des phénomènes en cause, d'une part la variation de mobilité traduit une variation de coefficients d'ionisation, d'autre part la diminution de la concentration de majoritaires

se traduit par une fluctuation de charge dans la zone de charge d'espace qui va modifier localement le profil du champ électrique (effet analogue aux fluctuations de résistivité dans le matériau d'origine).

On peut résumer dans le diagramme suivant les problèmes à résoudre pour l'interprétation des variations sous irradiation.



L'objectif final (3) nécessite la connaissance de (1) qui présente des difficultés comme nous l'avons vu précédemment et comme les mesures expérimentales le mettront en évidence. Quant à l'étape (2), elle nécessite des données quantitatives que l'on ne possède pas.

I.3.5.3 - Source d'irradiation neutronique -

Pour toute l'étude en cours, le réacteur PROSPERO a été utilisé comme moyen d'irradiation neutronique. Le coeur du réacteur composé d'U^{235} est entouré d'un réflecteur en uranium appauvri. Il se compose d'une partie fixe et d'une partie mobile constituant la partie disponible pour l'irradiation de composants [23]. Le spectre neutronique à l'emplacement où les dispositifs ont été irradiés est donné sur la figure I-12.

SPECTRE NEUTRONIQUE PROSPERO

FLUENCE DIFFERENTIELLE NORMALISEE ($\int_0^\infty \phi_{nom}(E).dE = 1$)

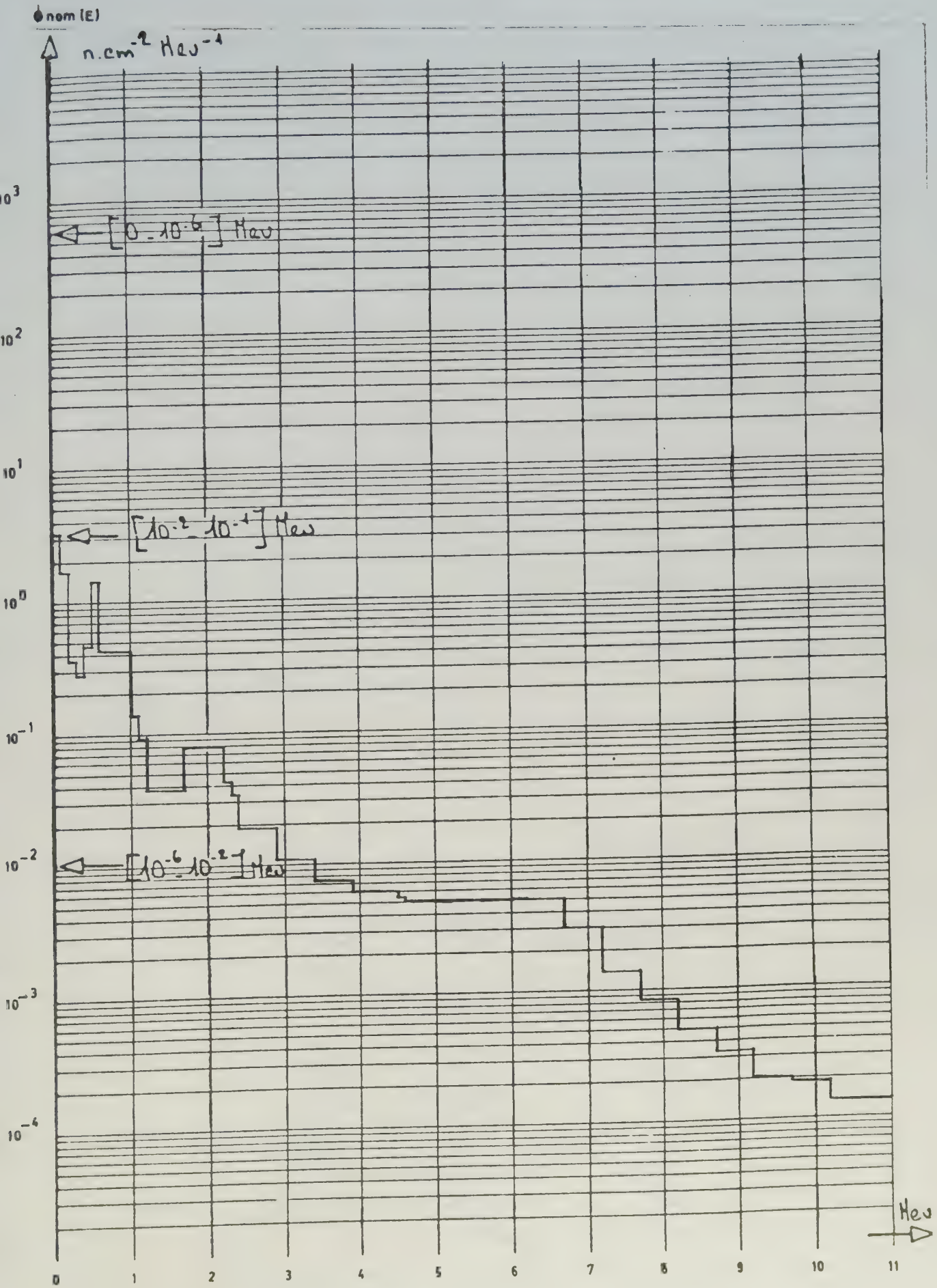


FIGURE I-12

II- ASPECTS EXPERIMENTAUX : CARACTERISATION DU CLAQUAGE SUR DES DISPOSITIFS REELS -

Cette partie va être consacrée à la mise en évidence de l'influence de la technologie de réalisation sur les paramètres électriques de dispositifs réels et surtout la sensibilité de ceux-ci aux variations de la température et à l'irradiation. Nous tenterons d'interpréter les observations à la lumière des résultats théoriques exposés au chapitre I. L'expérimentation alliée avec l'interprétation que l'on peut en faire est primordiale pour la synthèse de la troisième partie. Un autre facteur important va être mis en évidence, le processus technologique de fabrication et les dispersions qu'il implique pour chaque technologie.

II.1-Technologie de fabrication : procédé EPI-Z -

Les dispositifs de test qui ont servi à notre étude ont été réalisés par le centre SESCOSEM d'Aix en Provence. Leur technologie de réalisation a suivi la filière standard du procédé breveté dit EPI-Z décrit dans [22]. Ce procédé mis au point dans le cadre d'une fabrication très grande série intègre des critères de faible coût, reproductibilité et haute fiabilité (problème de la qualité d'une manière générale). La figure I-13 permet de mettre en évidence les différentes étapes du procédé que nous complèterons par la suite.

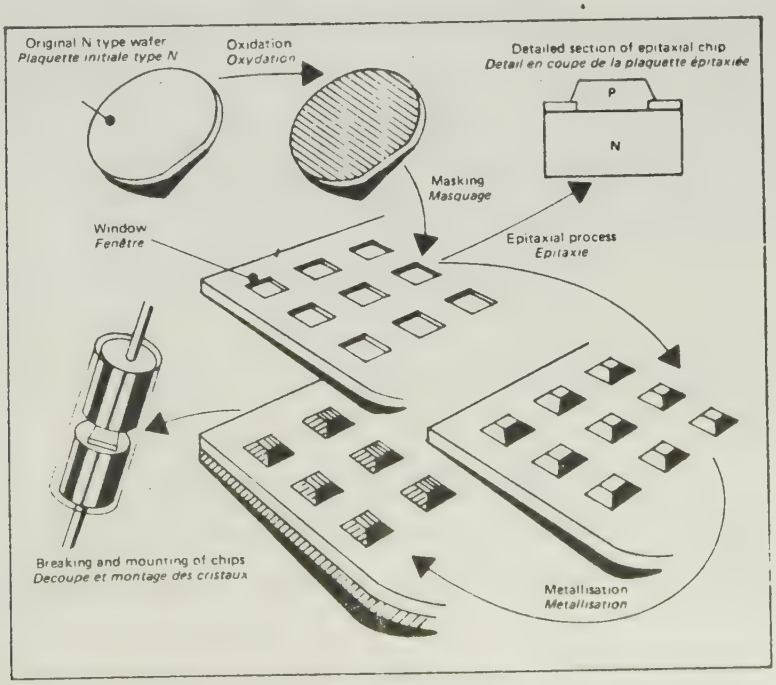


Figure I-13 - Procédé EPI-Z : différentes étapes de fabrication (document SESCOSEM) -

L'originalité de ce procédé tient à ce que la jonction en avalanche est réalisée par épitaxie. Ceci est particulièrement favorable pour les basses tensions de claquage pour lesquelles d'une part, la zone de transition est proche de la surface et d'autre part, la région d'amorçage de l'avalanche se localise dans le rayon de courbure de la jonction soit à proximité de l'oxyde. La qualité des mêmes diodes obtenus par un autre procédé, par exemple diffusion, serait médiocre en raison des défauts introduits près de la surface et qui se localisent ainsi dans la partie active de la jonction. La configuration finale de la jonction (la zone P épitaxique étant désignée sous le terme de bouton) la rend facilement adaptable à un procédé automatique de mise en boîtier.

Décrivons, succinctement la phase épitaxie proprement dite réalisée par transfert à iode [22]. Dans cette phase, l'iode est utilisé comme vecteur du silicium dopé selon la réaction équilibrée

$$Si + 2\,I \underset{(2)}{\overset{(1)}{\rightleftharpoons}} Si\,I_2.$$

L'équilibre est déplacé soit dans le sens (1) ou dans le sens (2) selon la température. On donne le schéma de principe de l'installation sur la figure I-14.

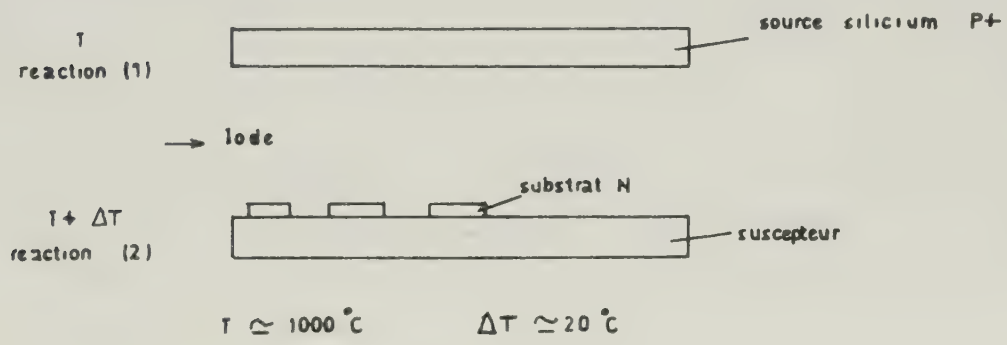


Figure I-14 - Epitaxie à iode schéma de principe

Le cycle de transfert est le suivant :

1.) dans le réacteur chauffé à T ≈ 1000°C, on introduit de l'iode qui va réagir avec la source de silicium P^+ pour donner SiI_2.

2.) SiI_2 va diffuser vers le suscepteur déposant du silicium sur les substrats et libérant de l'iode permettant de recommencer le cycle. Sans entrer dans le détail, il faut signaler que la mise en oeuvre pose des problèmes en particulier le maintien d'un faible ΔT entre source et suscepteur.

La tension de claquage désirée va dépendre de la résistivité du substrat de départ N, un ajustement restant possible en redistribuant le profil d'impuretés par l'intermédiaire d'un recuit (diffusion) rapide et à haute température. Ce dernier ne joue que dans le sens d'une augmentation de V_Z.

II.2-Moyens expérimentaux -

II.2.1-Description technologique des deux lots tests -

Compte tenu de l'objectif de réalisation d'un dispositif dont le gabarit limite de variation est très sévère ($\Delta V_Z/V_Z \sim 10^{-3}$) la méthode d'approche a été d'exploiter sur deux technologies de réalisation différente les comportements observés en essayant de les interpréter au regard des paramètres de fabrication. Après en avoir tiré des conclusions, la deuxième phase consistera à utiliser ces résultats pour éventuellement extrapoler à d'autres technologies, la réalisation du dispositif final devant tenir compte des résultats obtenus sur la partie directe de compensation (partie II).

Sur la figure I-15, on mentionne les différents paramètres technologiques de chaque lot que nous appellerons par la suite pour des facilités de compréhension Lot DIFFUSE et Lot EPITAXIE bien que ces dénominations ne soient pas entièrement justifiées. Les deux différenciations principales de ces lots sont d'une part les résistivités des substrats, d'autre part une étape de diffusion supplémentaire pour le lot DIFFUSE qui permet d'ajuster la tension de claquage à 5,5 V (4,5 V avant diffusion). En effet, l'idée de base qui a conduit à choisir ces caractéristiques technologiques a été d'aboutir dans tous les cas à des tensions de claquage identiques de l'ordre de 5,5 V. On note également que le lot DIFFUSE aura une jonction plus profonde ($xj = 0,27\ \mu$) que le lot EPITAXIE ($xj = 0,19\mu$).

DIODES ZENER POUR IRRADIATION NEUTRONIQUE

ETUDE DES INVERSES

PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

DENOMINATION DU LOT	DIFFUSE	EPITAXIE
Plaquettes : homogène type N, dopant : phosphore, épaisseur : 210µm		
Résistivité	8m Ω . cm	14m Ω . cm
concentration	7.10^{18} At/cm^3	$2,7.10^{18}$ At/cm^3
surdopage N^+ face arrière	Cs ≃ 10^{21} At/cm^3 profondeur ≃ 15µm	
oxydation	13000 Å	
ouverture oxyde pour épitaxie	carré de 226x 226 µm	
getter et épitaxie P^+	Cs 10^{20} At/cm^3	
tension obtenue à 7,5mA	4,3 - 4,5	5,3 - 5,5
diffusion	1H à 1050°c	/
Tension obtenue à 7,5mA	5,3 - 5,5	/
profondeur finale jonction	≃ 2700 Å	≃ 1900 Å
contacts coté épitaxie	Au , Ni , Ni électroless	
" face arrière	Ti , Ag	
découpe des puces	pas de 400 µm	
montage, stabilisation et tri des diodes à ± 0,1V entre les 2 familles.		

DESCRIPTION TECHNOLOGIQUE DES LOTS TESTS

FIGURE I_15

II.2.2 - Moyens de mesure

Les problèmes de mesure qui se sont posés au cours de l'étude sont essentiellement les problèmes dûs aux faibles dérives observées (quelques mV) et à la mesure des coefficients de température sur une population importante, l'étude ayant porté sur un échantillon de 50 dispositifs par lot.

II.2.2.1 - Mesure de faibles dérives -

Compte tenu des fluences neutroniques utilisées, les dérives à mettre en évidence sont comprises entre 1 et 10 mV. Or d'une part, le coefficient de température $\partial V_Z/\partial T$ est compris entre 1 et 2 mV/° C, d'autre part on doit prendre en compte les dérives naturelles des tensions de claquage dues à des phénomènes complexes de vieillissement qui sont de l'ordre du mV et la stabilité à long terme de l'appareillage utilisé puisque l'intervalle de temps entre deux mesures après irradiation est de plusieurs semaines. Le point essentiel est de se placer dans des conditions de mesure telles que l'on ait l'assurance d'isoler les dérives dues à chaque variation. Ainsi l'appréciation de la dérive en vieillissement sera obtenue par mesures répétitives pendant une période de plusieurs mois sur un échantillonnage de la population de chaque lot. On obtiendra ainsi une valeur moyenne de dérives qui sera à comparer à la variation mise en évidence sous irradiation de dispositifs du même lot.

Le problème de la température est plus délicat. En effet, la stabilisation en température est réalisée dans une enceinte thermostatée où il est difficile d'obtenir une régulation inférieure à 1°C. D'autre part, la mesure d'une tension de claquage nécessite de dissiper une certaine puissance dans la jonction, ce qui crée des fluctuations de température par rapport à l'ambiante dans le boîtier, (la résistance thermique de celui-ci est environ 300°C w^{-1}). Le mode de fixation utilisé est décrit sur la figure I-16.

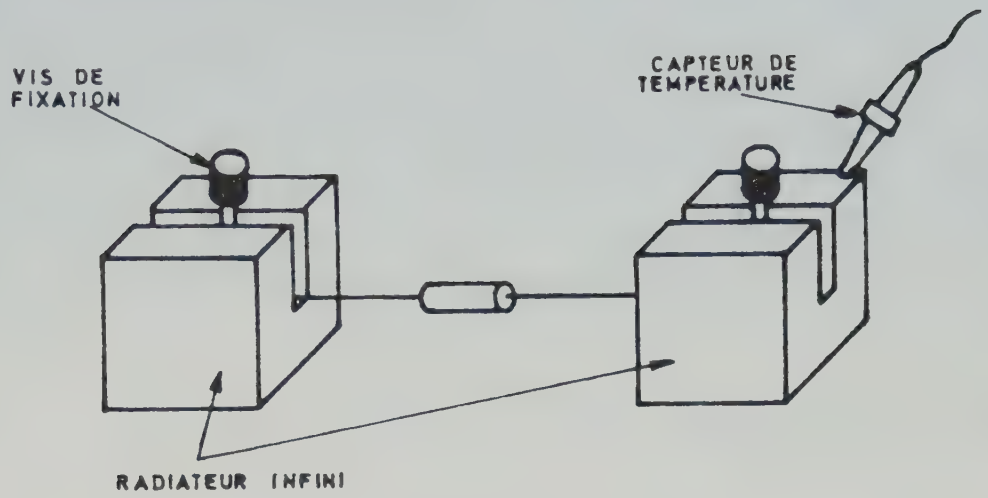


Figure I-16 - Dispositif de fixation des diodes

On voit que la liaison diode-radiateur (amenée du générateur de courant) est réalisée par pincement des connexions de la diode. Le radiateur, constitué par un plot en laiton, a pour rôle d'évacuer les calories dissipées dans la jonction vers l'air ambiant.

Ce mode de fixation bien que n'assurant pas une liaison électrique optimale du point de vue de la résistance de contact, se justifie en premier lieu par la nécessité, compte tenu des quantités à mesurer, d'éviter une liaison par soudure. D'autre part, ce même type de liaison étant utilisé en fabrication, l'identité des montages permet d'obtenir des mesures comparatives. La reproductibilité des mesures telle qu'on le démontrera par la suite au regard de la précision souhaitée confirme a postériori le choix initial (la longueur des connexions est standard pour toutes les diodes utilisées).

A noter qu'une meilleure stabilité en température pourrait être obtenue dans un bain thermostatée (< 0.1°C), mais que ceci est incompatible avec une mesure sur des quantités importantes.

Pour ce qui est de l'appareillage de mesure proprement dit, on a utilisé pour la mesure des V_Z.

- un générateur de courant type KEITHLEY modèle 227 qui remplit à la fois, les conditions de stabilité en température et de stabilité à long terme

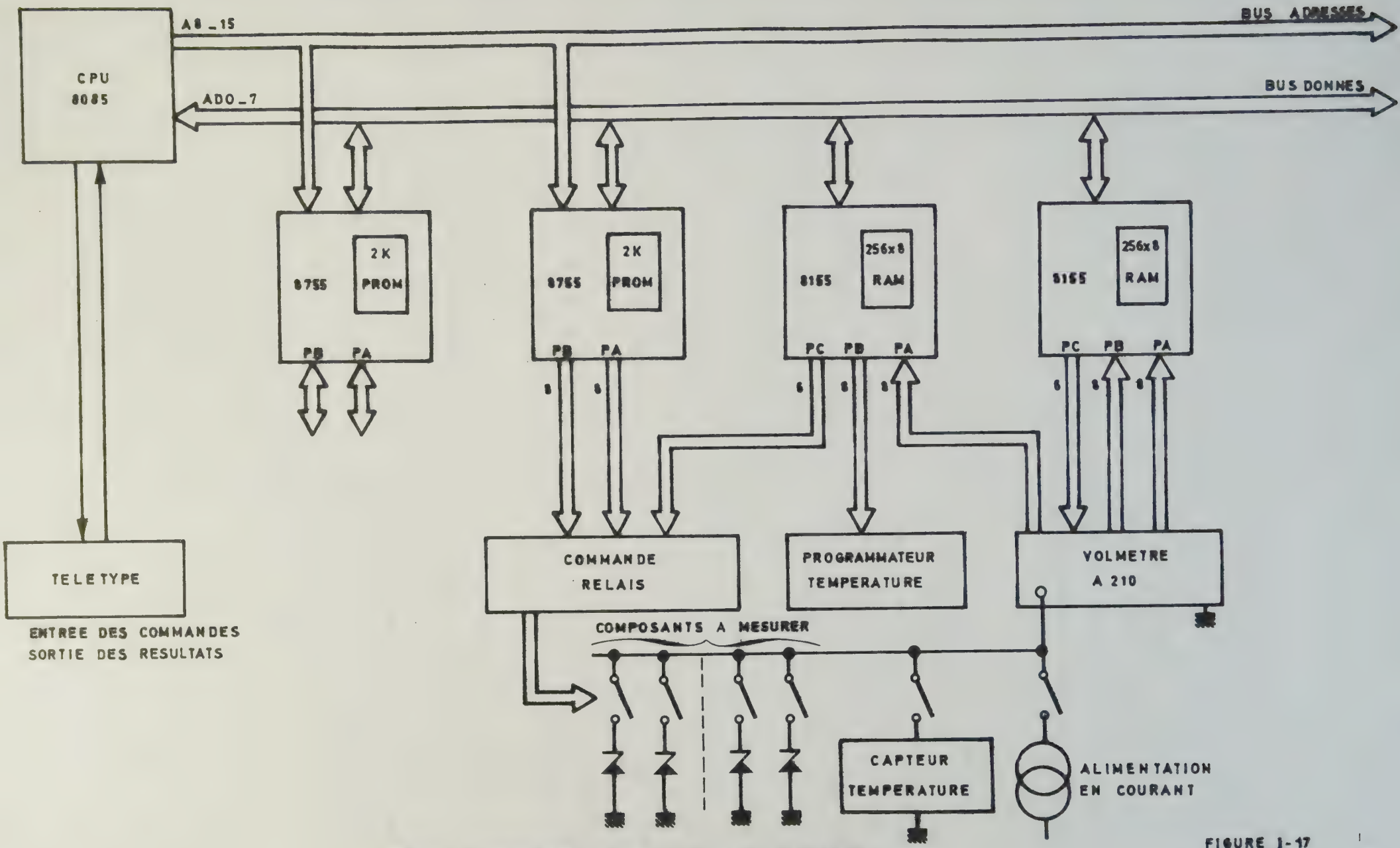
- un voltmètre numérique type SCHLUMBERGER A.210 dont la résolution est de 100 µV sur la gamme utilisée (10 V). La stabilité à long terme est inférieure à 500 µV sur la même gamme, ceci a été vérifié à plusieurs reprises pendant la durée de l'étude.

II.2.2.2 - Mesures des coefficients de température sur des lots importants : système automatisé -

La mesure des coefficients de température ($\partial V_Z/\partial T$) devant se faire en plusieurs points est une mesure naturellement longue lorsqu'elle est réalisée manuellement en raison notamment des délais nécessaires à l'établissement de l'équilibre thermique pour chaque palier de température. Pour se libérer de cette mesure fastidieuse et la réaliser sur le plus grand nombre de dispositifs possible, nous avons été amené à concevoir et réaliser un système de test automatisé géré par un microprocesseur (figure I-17). La description complète de ce système faisant l'objet d'une note interne, on peut néanmoins résumer les différentes fonctions effectivement réalisées par ce système.

- commande et contrôle d'une enceinte thermostatée selon un séquencement donné
- mesure de lots de diodes au cours du séquencement et restitution de ces mesures
- interprétation de ces mesures : calcul en temps réel des coefficients de température pour chaque point et ΔV_Z (écart maximal) dans la gamme de température. Cette dernière donnée permet de faire un éventuel tri de composants notamment pour des diodes de référence.

La stabilité à long terme du système testé, par exemple, sur une population de 18 dispositifs Zener a donné une dérive de -0,02 mV $°C^{-1}$ en moyenne sur le coefficient de température pour une période de 4 mois.



BLOC DIAGRAMME SIMPLIFIE DU SYSTEME

FIGURE 1-17

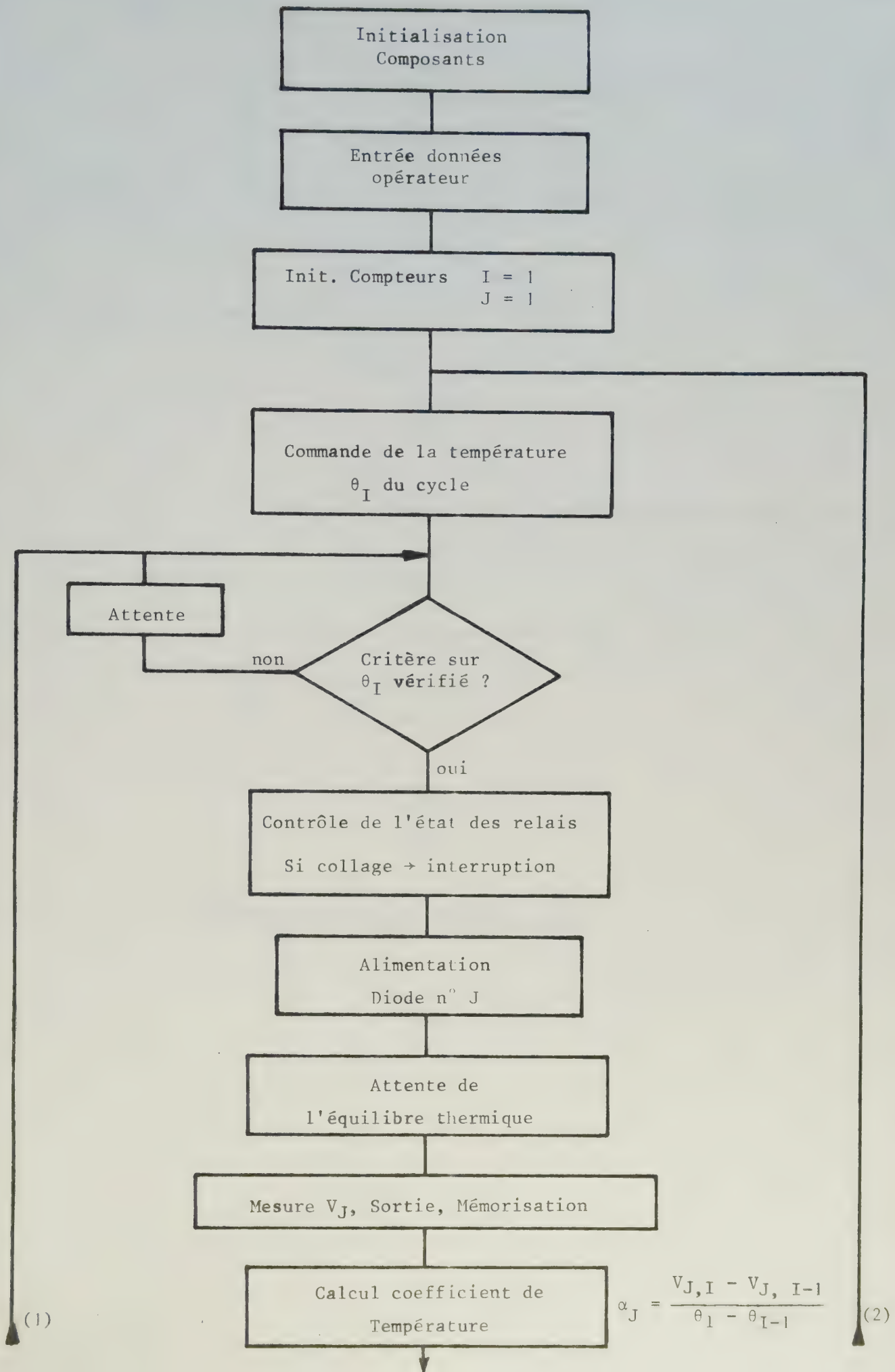
La conception du système faisant appel à une solution microprogrammée, nous donnons sur les figures I-18 et I-19, l'organigramme assurant le séquencement d'un cycle de mesure. Cet organigramme essaie de réaliser la synthèse entre d'une part, le fonctionnement à obtenir et d'autre part, les performances des appareils à notre disposition. Pour cela, la phase de mise au point a obligé à une adaptation permanente du programme à l'objectif fixé. Ainsi, on a été amené à faire un choix sur deux points critiques.

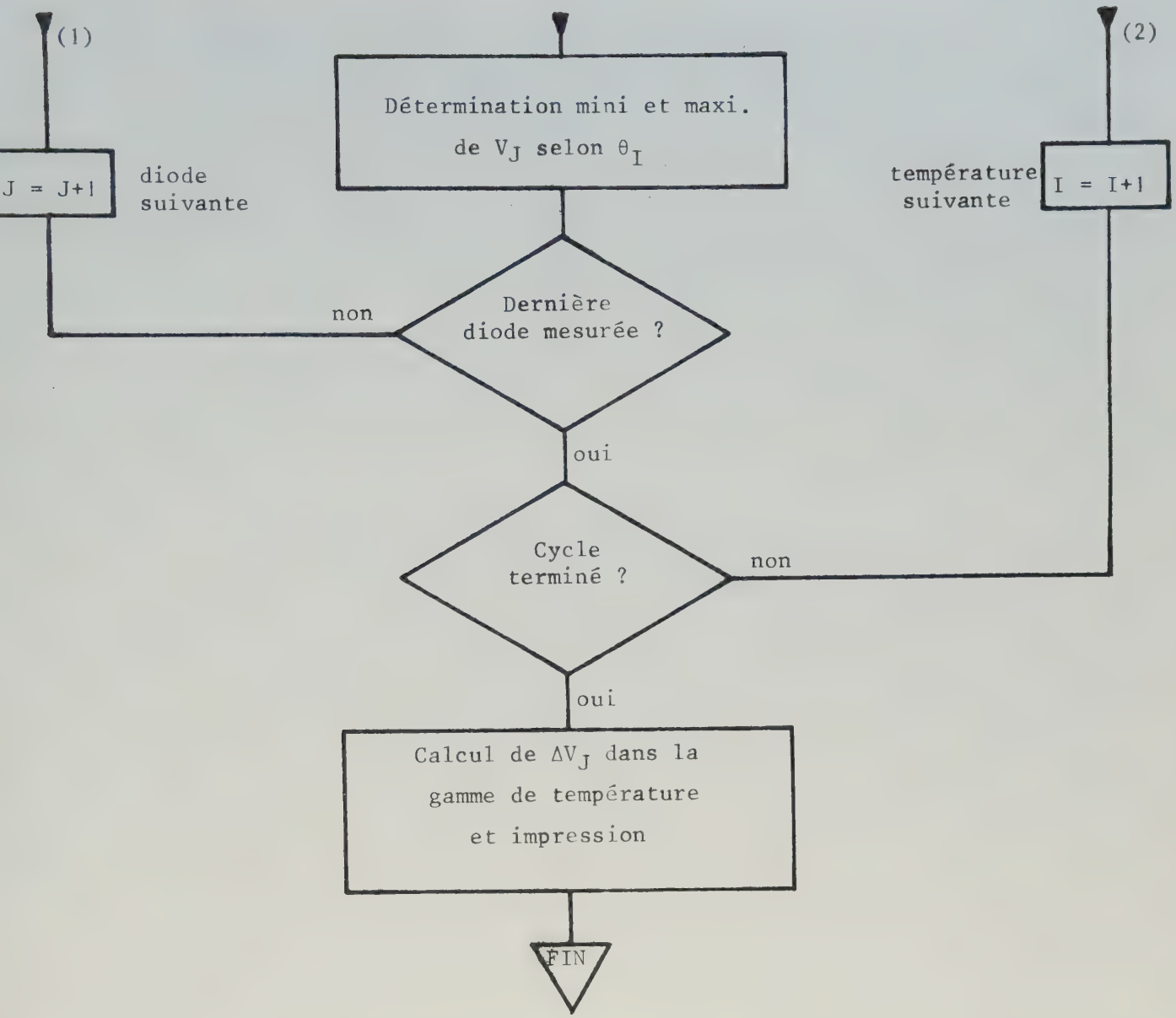
1.- critère de stabilité de température pour l'enceinte. L'expérience nous a conduit à décider que la température prédéterminée de l'enceinte était atteinte lorsque la valeur de consigne correspondante (mesurée par la sonde placée sur le support des dispositifs) était obtenue au degré près. Cette contrainte est en fait imposée par la stabilité de régulation de l'enceinte.

2.- critère d'enregistrement de la tension. La mesure est enregistrée lorsque le critère de stabilité de l'enceinte se trouve vérifié et que l'équilibre thermique de la diode en fonctionnement a été obtenue au bout d'environ 2 minutes. Au bout de cet intervalle de temps, la mesure effectuée est alors enregistrée sans que le critère de stabilité de l'enceinte soit vérifiée de nouveau. Cette dernière considération est imposée par le souci de ne pas obtenir un temps de mesure prohibitif.

La mise au point du logiciel de commande a été effectuée grâce au système de développement MIPMAP 8 (conçu par le Groupe Micro-Informatique du Service Electronique) qui permet de faire exécuter le programme en mémoire vive sous le contrôle d'un moniteur. Le programme binaire obtenue à partir d'un programme source écrit en langage assembleur peut alors être modifié. On trouvera une description plus complète du système dans la réf. [43]. On y précise notamment le mode d'accès à un cycle de mesure qui se traduit par un certain nombre de commandes reconnues par le système et qui doivent lui être indiquées par l'opérateur. En dehors de cette séquence qui fournit les données indispensables à la mise en route d'un cycle de température, le déroulement de la mesure ainsi que les calculs qui s'en déduisent sont entièrement transparents pour l'utilisateur.

ORGANIGRAMME DE MESURE





ORGANIGRAMME DE MESURE (suite)

FIGURE I - 18

II.3-Caractérisation des lots test avant irradiation -

Cette partie est importante car elle nous permet de différencier de manière précise le fonctionnement des deux lots décrits auparavant ; ceci nous servira par la suite pour expliquer les comportements observés sous irradiation. Du point de vue électrique, on peut voir immédiatement sur la figure I-20 la différence dans les caractéristiques à proximité de la zone de claquage ; caractéristique arrondie pour le lot DIFFUSE ("soft") et plus franche pour le lot EPITAXIE ("hard"). Ces types de caractéristiques se retrouve très souvent dans l'étude du claquage des jonctions, nous essaierons de les interpréter à la lumière des expériences qui vont suivre.

II.3.1 - *Identification du profil d'impuretés* -

La méthode classique de mesure capacitive donne des résultats présentés sur la figure I-21. On peut voir que les deux lots étudiés donnent sensiblement la même variation dans la gamme de tension considéré (ψ_B est déduit de la variation $1/C^3 = f(V_R)$) ; la valeur de l'exposant m rapproche dans les deux cas, les jonctions de l'approximation graduelle. Ceci confirme bien les calculs donnés dans [18] selon lesquels toute jonction peut être considérée comme graduelle lorsqu'elle est polarisée en inverse sous faible tension (<10 V). L'explication vient de ce que la largeur de la zone de transition étant très petite, la variation de la concentration d'impuretés sur une distance si courte est très importante et peut s'approximer par un modèle linéaire. Pour juger de l'ordre de grandeur de celle-ci, il faut comparer cette dimension à la longueur Debye du matériau qui a pour valeur 30 Å. ($L_D = \sqrt{K_S D_n \rho_n}$ avec $\rho_n = 8$ mΩ - $D_n = 10$ cm^2 s.$^{-1}$) ; l'écart à la neutralité électrique dans le cas qui nous intéresse occupe une zone de plus de 10 L_D ce qui confère à la zone de transition une existence physique.

En outre, il faut tenir compte d'après [44] du fait que la mesure de Cj (V_R) permet de remonter à la concentration de majoritaires par l'intermédiaire de dCj/dV_R plutôt qu'à la concentration d'impuretés.

En fait, cette méthode de mesure capacitive donne une image très macroscopique puisque on peut décomposer la périphérie de la jonction en deux régions distinctes : une zone latérale et une zone transversale.

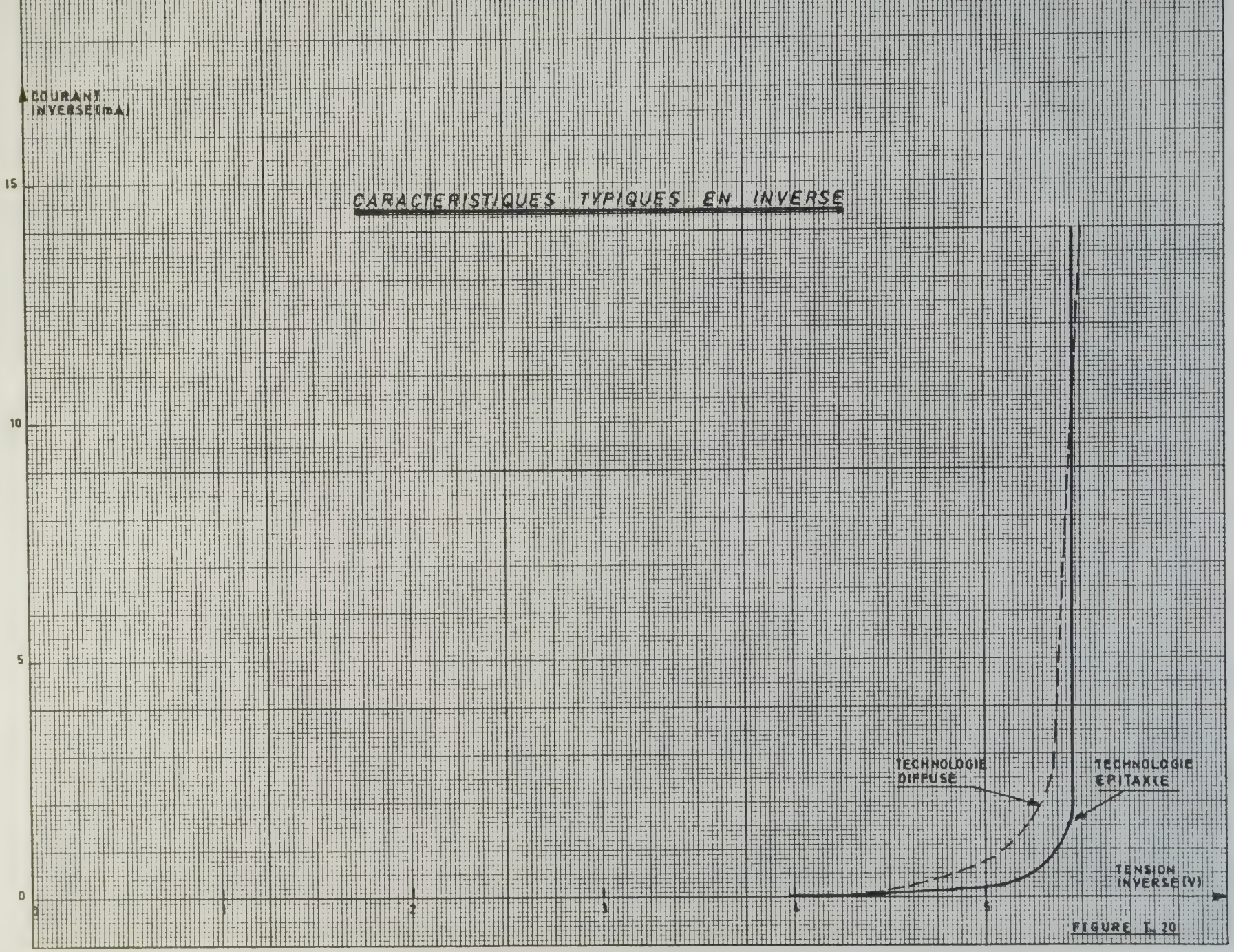

COURANT INVERSE (mA)
15
10
5
0
CARACTERISTIQUES TYPIQUES EN INVERSE
TECHNOLOGIE DIFFUSE
TECHNOLOGIE EPITAXIE
TENSION INVERSE (V)
0
1
2
3
4
5

FIGURE I. 20

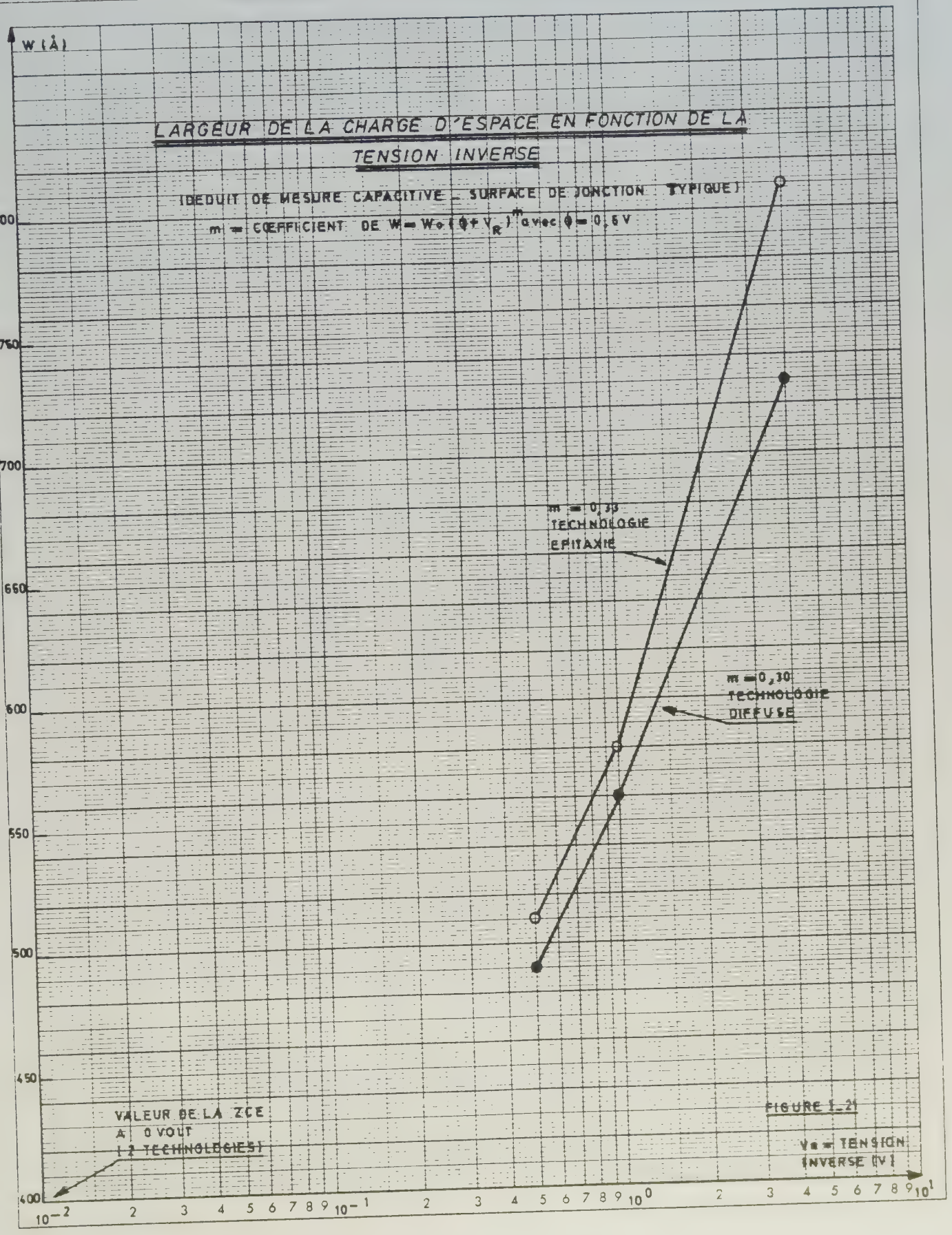

W (Å)
LARGEUR DE LA CHARGE D'ESPACE EN FONCTION DE LA TENSION INVERSE
(DEDUIT DE MESURE CAPACITIVE - SURFACE DE JONCTION TYPIQUE)
m = COEFFICIENT DE W = Wo (Φ + V_R)^m avec Φ = 0,5 V
m = 0,33 TECHNOLOGIE EPITAXIE
m = 0,10 TECHNOLOGIE DIFFUSE
VALEUR DE LA ZCE A 0 VOLT (2 TECHNOLOGIES)
Va = TENSION INVERSE (V)
700
660
600
550
500
450
400
10^-2
10^-1
10^0
10^1

FIGURE I-21

Ainsi si C_L et C_T correspondent aux capacités dans le sens latéral et transversal, on peut affirmer que :

$$\frac{C_L}{C_T} \simeq \frac{\text{surface latérale}}{\text{surface transversale}} \simeq \frac{\text{rayon de courbure}}{\text{ouverture oxyde}} << 1$$

C'est ce qui est illustré sur la figure I-22 (compte tenu des jonctions réalisées superficiellement, le terme moyen de courbure de la jonction est assez impropre).

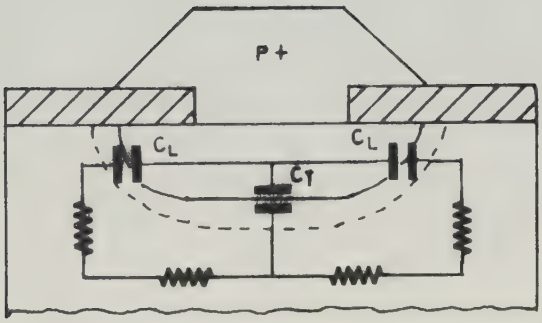


Figure I-22 - Répartition de la charge d'espace et capacité de la jonction

Les valeurs de gradient de concentration sont déduites des mesures de capacité par la formule :

$$d\ (1/C^3)/dV_R = 12\ (K_S^2\ q\ a)^{-1}$$

On obtient pour le lot DIFFUSE, une valeur de $7.6\ 10^{23}\ cm^{-4}$ alors que pour le lot EPITAXIE, on a une valeur de $6.5\ 10^{23}\ cm^{-4}$. Ces valeurs ont été calculées dans la gamme 0-2 Volts.

On peut souligner que ces valeurs de gradients sont en accord avec la formule empirique [41] reliant tension de claquage et gradient par l'expression $V_Z = k_z \cdot a^{-1/7}$ (a = gradient, $k_z = 1.37\ 10^4$).

II.3.2 - Modèle du profil d'impuretés -

II.3.2.1 - Jonction épitaxiée

Le processus d'épitaxie de la jonction décrit au paragraphe II-1 se déroule à haute température, environ 1000 à 1100°C, la phase de dépôt de bore ayant une durée de plusieurs dizaines de minutes. Les mesures de profondeur de jonction (fig. I-15) montrent que durant la phase d'épitaxie proprement dite les impuretés de bore ont eu tendance à diffuser dans le phosphore, ce qui s'explique par le rôle de la température sur le coefficient de diffusion [18]. Durant cette phase de diffusion, la concentration de bore en surface ayant été maintenue constante par l'apport ininterrompu de matière, le profil d'impuretés sera du type erf complémentaire (diffusion à $C_S = C^{te}$). La connaissance expérimentale de la profondeur de jonction permet d'en déduire une valeur de la constante de diffusion par la formule

$$C_{substrat} = C_S \left\{ 1 - \operatorname{erf} \frac{xj}{2\sqrt{D.tepi}} \right\} \qquad (I-34)$$

Pour une valeur du temps t_{epi} de 10 minutes, on obtient une constante de diffusion D de $6\ 10^{-14}$ $cm^2\ s.^{-1}$. C'est une valeur en accord avec celle trouvée dans les recueils classiques de données notamment [24]. On donne le profil et le gradient de concentration sur les figures I-22 et I-23.

II.3.2.2 - Jonction diffusée

Il s'agit en fait d'une jonction rediffusée puisqu'après un processus d'épitaxie analogue au précédent, pendant lequel il y a eu diffusion d'impuretés dans le substrat, on redistribue le profil d'impuretés. L'hypothèse du calcul est donc une diffusion avec un profil d'impureté initial en erf complémentaire. Le calcul a été adapté à notre problème à partir d'une méthode identique à celle préconisée dans [25].
La solution de l'équation de diffusion donne alors :

$$C\ (x,t_1,t_2) = \frac{2C_S}{\sqrt{\pi}} \int_{x/\gamma}^{\infty} \operatorname{erf}(\delta\lambda)\ e^{-\lambda^2}\ d\lambda \qquad (I\text{-}35)$$

avec $\delta^2 = \dfrac{D_1\ t_1}{D_2\ t_2}$ et $\gamma^2 = 4\ D_1\ t_1 + 4\ D_2\ t_2$

D_1, D_2 = coefficient de diffusion et de rediffusion
t_1, t_2 = durée de diffusion et de rediffusion

En prenant pour D_1 et t_1, les mêmes valeurs qu'au paragraphe précédent, la valeur de t_2 temps de diffusion étant 1 heure, il reste à ajuster la constante de diffusion D_2. On a fait figurer sur les figures I-22 et I-23, les profils correspondant à chaque calcul (on peut noter que sur la figure I-23 dans le cas d'une rediffusion, le gradient est nul en x=o - ceci est dû à une condition initiale du calcul qui considère que le flux de matière sortant de l'échantillon est nul). On peut voir qu'une valeur $D_1/2$ pour le coefficient D_2 de rediffusion ajuste le mieux le profil compte tenu de la profondeur de jonction xj.

Les valeurs des gradients de concentration ou voisinage de la jonction relevées sur la figure I-23 donnent :

- pour le lot EPITAXIE $a = 7\ 10^{23}\ cm^{-4}$
- pour le lot DIFFUSE $a = 8\ 10^{23}\ cm^{-4}$

On remarque que ces valeurs sont en bon accord avec les mesures du paragraphe II.3.1.

Qualitativement la figure I-23 met bien en évidence l'effet de la redistribution d'impuretés dans le cas d'une rediffusion, c'est-à-dire uniformisation du gradient (mais pas adoucissement). On a négligé dans le calcul les effets bidimensionnels et non linéaires, c'est-à-dire que cette approximation est valable dans la direction de diffusion. La situation dans les bords est plus complexe.

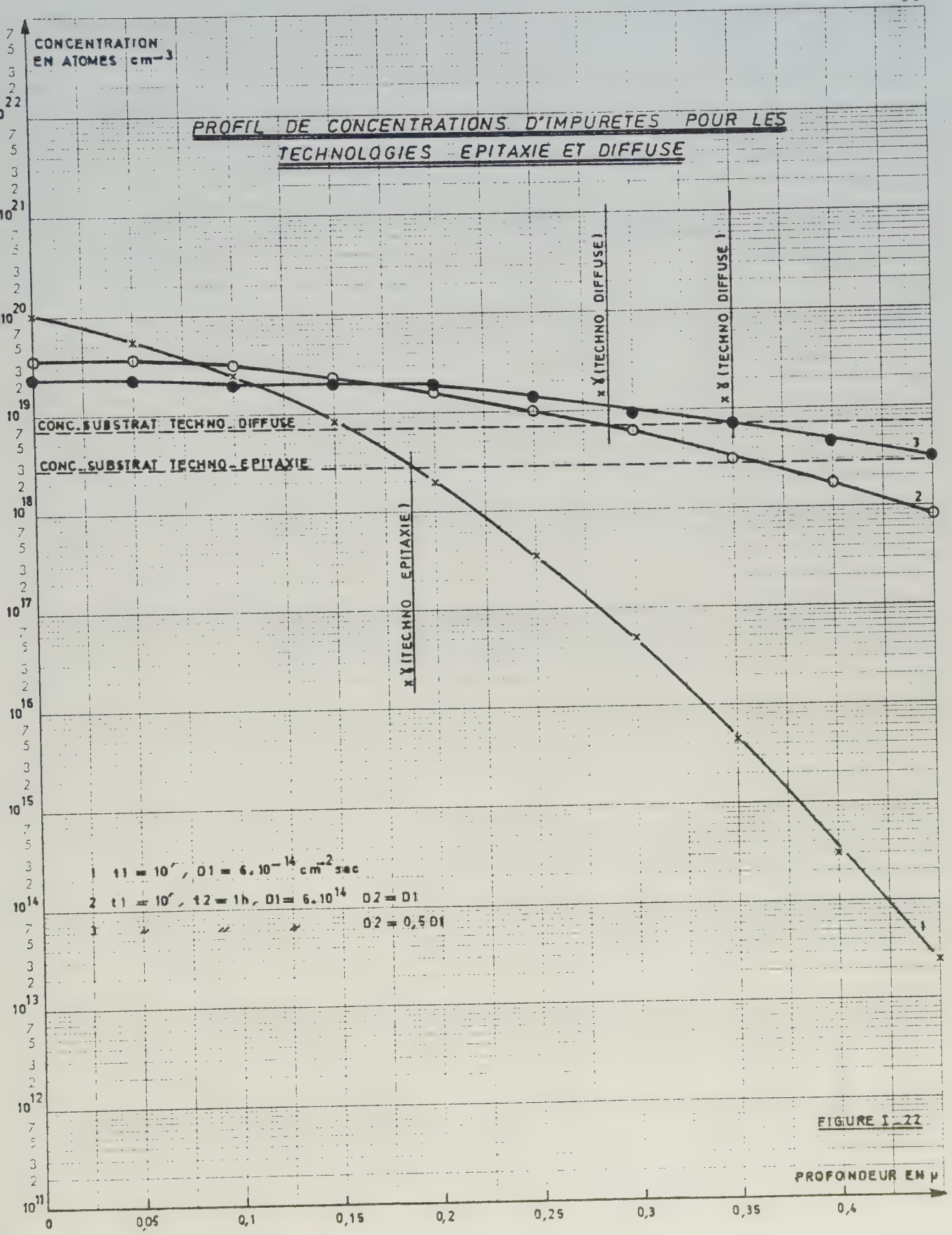
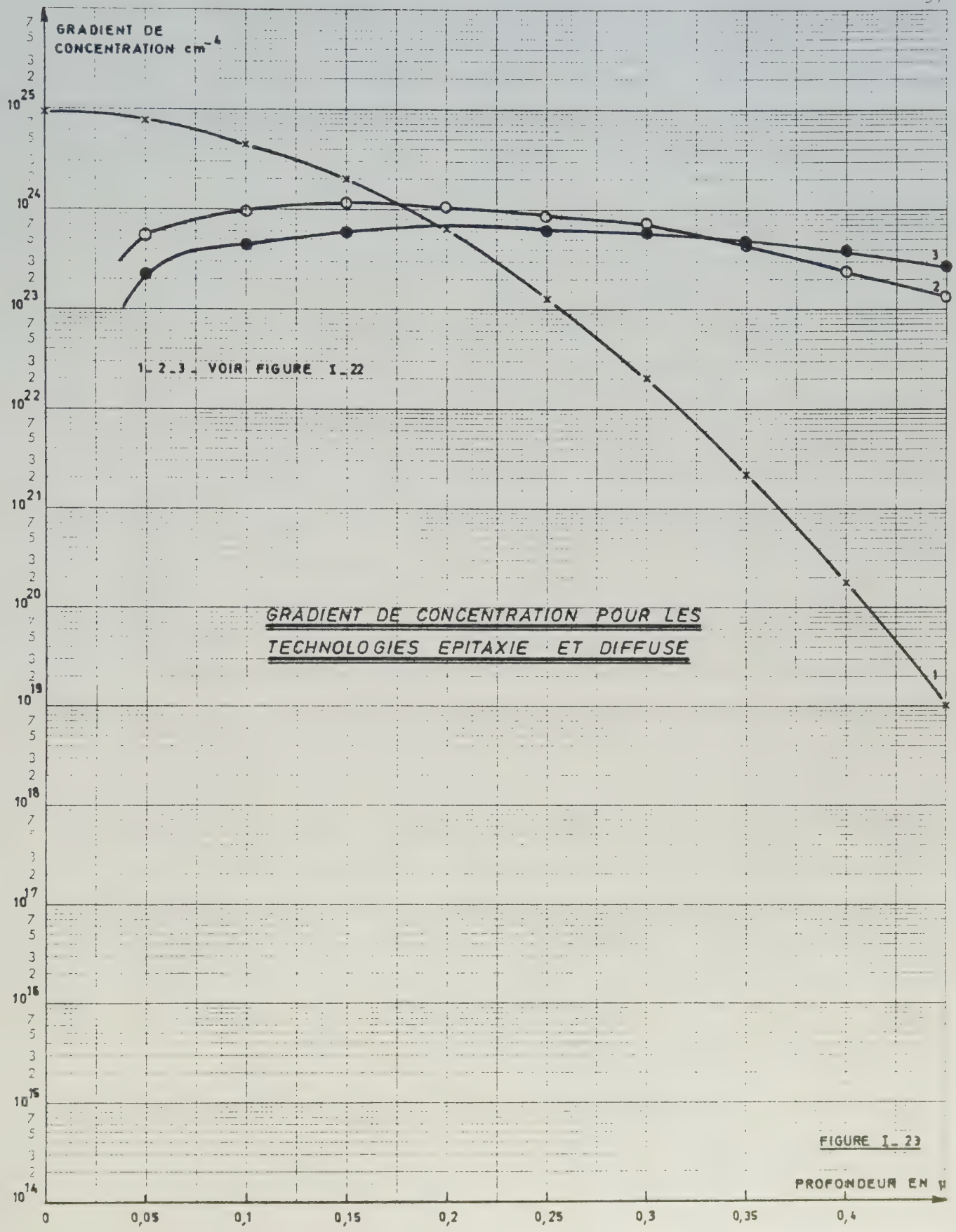

CONCENTRATION EN ATOMES cm⁻³
PROFIL DE CONCENTRATIONS D'IMPURETES POUR LES TECHNOLOGIES EPITAXIE ET DIFFUSE
x Y (TECHNO DIFFUSE)
x B (TECHNO DIFFUSE)
CONC. SUBSTRAT TECHNO. DIFFUSE
CONC. SUBSTRAT TECHNO. EPITAXIE
x Y (TECHNO EPITAXIE)
1 t1 = 10', D1 = 6.10⁻¹⁴ cm⁻² sec
2 t1 = 10', t2 = 1h, D1 = 6.10¹⁴ D2 = D1
3 " " " D2 = 0,5 D1
PROFONDEUR EN μ
0
0,05
0,1
0,15
0,2
0,25
0,3
0,35
0,4

FIGURE I_22



GRADIENT DE CONCENTRATION POUR LES TECHNOLOGIES EPITAXIE ET DIFFUSE

FIGURE I_23

En conclusion, cette étude du profil d'impuretés montre que les jonctions que nous avons à étudier suivent le comportement du modèle graduel. Les valeurs très proches obtenues pour les gradients justifient les tensions de claquage identiques bien que les résistivités des substrats de départ soient très différentes.

II.3.3 - *Résistance dynamique* -

Ce paramètre important défini au paragraphe I.3.3 montre un comportement très différentié des 2 lots sur la figure I-24 ; on note l'influence prépondérante du niveau de courant pour le lot DIFFUSE tandis que l'on observe une quasi-stabilité pour le lot EPITAXIE. Un autre point à noter est la valeur de cette résistance comprise entre 5 et 50 Ω. En effet, dans l'hypothèse du paragraphe I.3.3, on avait admis que le niveau de courant pouvait moduler la distribution du champ électrique dans la charge d'espace faisant ainsi dépendre la tension d'avalanche du niveau d'injection. La valeur de la résistance dynamique est alors obtenue par la relation I-20. Compte tenu de l'épaisseur de charge d'espace obtenue par mesure capacitive, le calcul donne une valeur typique de 6 mΩ, soit 1000 fois moins que les valeurs mini-observées. Il semble donc que ce mécanisme (effet de charge d'espace) n'explique pas la valeur élevée de résistance dynamique observée. Ceci a déjà été signalé notamment dans [4] et [22]. Il est donc nécessaire d'envisager d'autres mécanismes. En particulier, il faut prendre en compte les inhomogénéités de résistivité et les défauts de jonction dûs notamment pour le type DIFFUSE aux défauts du substrat lui-même (dislocations) caractéristiques des matériaux très dopés et aux défauts apportés par le processus de rediffusion. D'autre part, l'interprétation doit tenir compte du profil du champ électrique notamment de la structure de celui-ci dans les zones latérales où des gradients importants peuvent apparaître (par. I.3.2.1) donnant naissance à des champs électriques plus élevés que dans la direction longitudinale.

De même, il est intéressant de noter l'évolution de la résistance dynamique en fonction de la température pour chacune des deux technologies. Le point de fonctionnement choisi correspond à un régime de faible densité de courant où le comportement des deux technologies, comme on peut le voir notamment sur la figure I-24, est bien différentié.

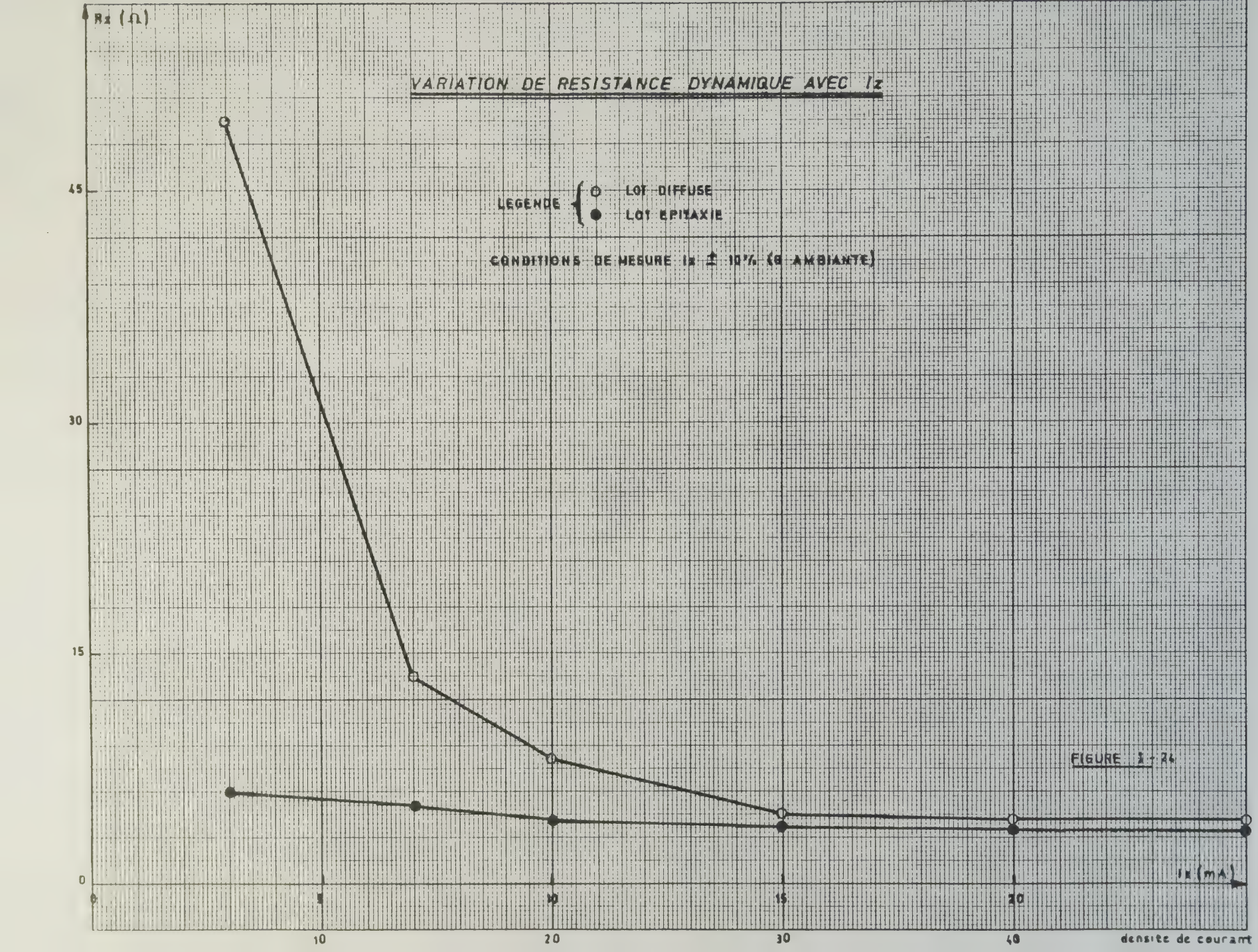

Rz (Ω)
VARIATION DE RESISTANCE DYNAMIQUE AVEC Iz
LEGENDE
LOT DIFFUSE
LOT EPITAXIE
CONDITIONS DE MESURE Iz ± 10% (θ AMBIANTE)
45
30
15
0
Iz (mA)
5
10
15
20
10
20
30
40
densite de courant (A cm-2)

FIGURE I - 24

L'influence de la température se traduit par une augmentation de la résistance dynamique pour la technologie DIFFUSE (courbure de la caractéristique) tandis qu'une faible évolution apparaît au delà de +100°C pour la technologie EPITAXIE, comme on peut le voir sur la figure I-25.

Nous tenterons de donner à la fin de ce chapitre une interprétation de la variation de résistance dynamique en fonction du niveau de courant et de la température. D'ores et déjà, celle-ci apparaît comme une image de l'homogénéité de l'avalanche sur le pourtour de la jonction, le courant ayant pour rôle de déclencher l'avalanche sur le périmètre tout entier de la jonction tandis que la température contribue à favoriser le claquage dans certaines zones préférentielles.

II.3.4 - *Coefficient de température* -

Ce paramètre est d'une importance primordiale pour notre étude puisque le problème de la compensation en température nous oblige à le maitriser complètement. La figure I-26 montre la variation de la tension d'avalanche en fonction de la température pour les deux technologies tests. L'approximation de linéarité, dans un petit intervalle de température correspondant à notre gamme d'étude, soit +5°C - +65°C, sera en pratique suffisante. La différenciation du comportement des deux technologies est très nette. On observe en effet, une excellente linéarité pour la technologie EPITAXIE dans une large gamme de température (-50°C, - +180°C), tandis que la technologie DIFFUSE présente une pente négative au delà de +120°C . Sur la figure I-27, on observe l'évolution du coefficient de température (pente de $\partial V_Z/\partial_T$ entre +5°C et +65°C) en fonction du niveau de courant. On constate une influence très nette du courant pour la technologie DIFFUSE tandis que peu de variation apparaît pour la technologie EPITAXIE. Ces variations peuvent être immédiatement rapprochées de celles obtenues au paragraphe précédent pour la résistance dynamique. On note en particulier le faible coefficient de température à bas niveau pour le lot DIFFUSE. A titre indicatif, on peut signaler que le coefficient de température d'une jonction en direct étant de l'ordre de -1,5 mV/°C (nous le préciserons dans la deuxième partie), on voit l'impossibilité de compenser une jonction Zener réalisée par cette technologie, du moins à faible courant.

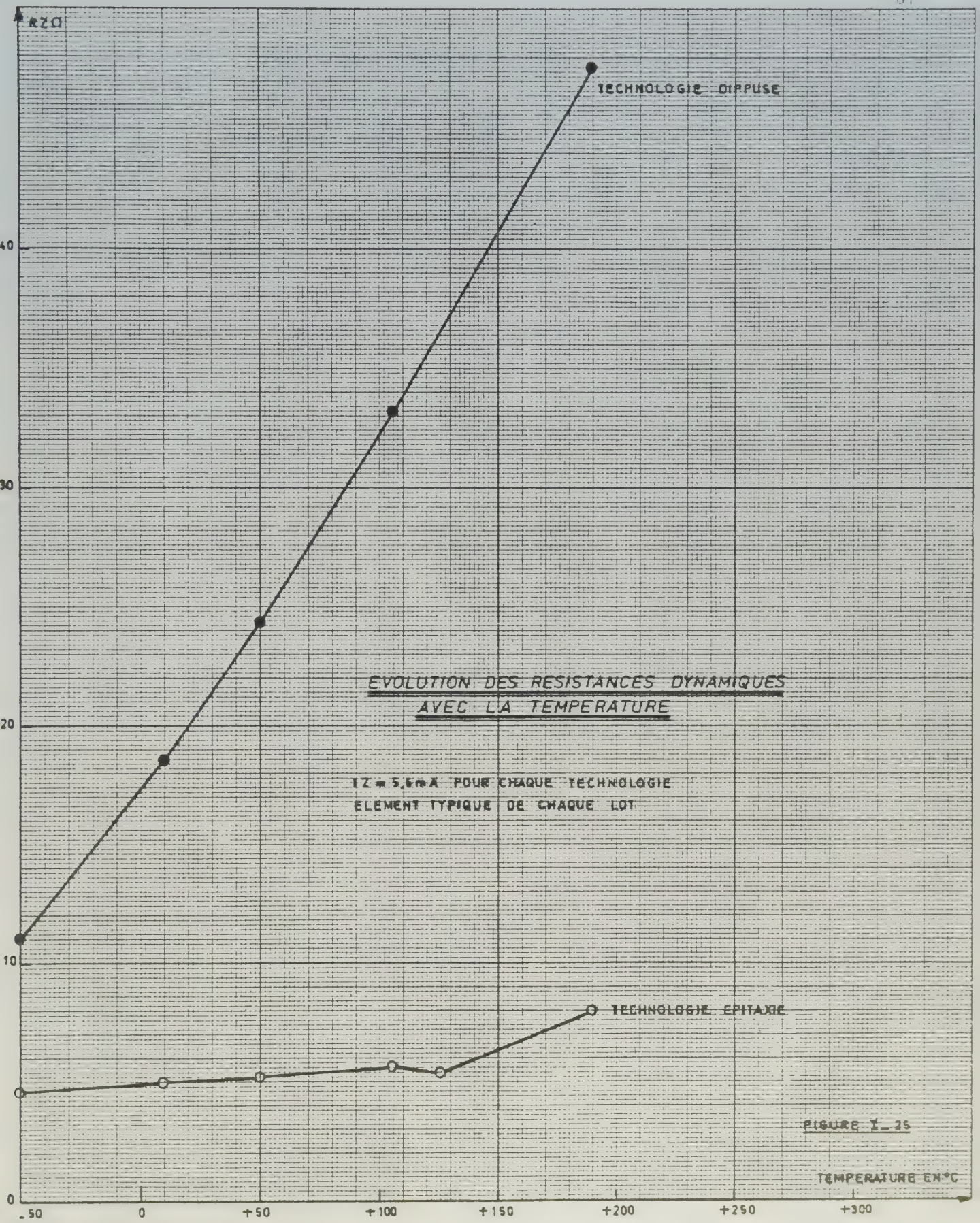

RZ Ω
40
30
20
10
0
TECHNOLOGIE DIFFUSE
TECHNOLOGIE EPITAXIE
EVOLUTION DES RESISTANCES DYNAMIQUES
AVEC LA TEMPERATURE
IZ = 5,6mA POUR CHAQUE TECHNOLOGIE
ELEMENT TYPIQUE DE CHAQUE LOT
-50
0
+50
+100
+150
+200
+250
+300
TEMPERATURE EN °C

FIGURE I_25

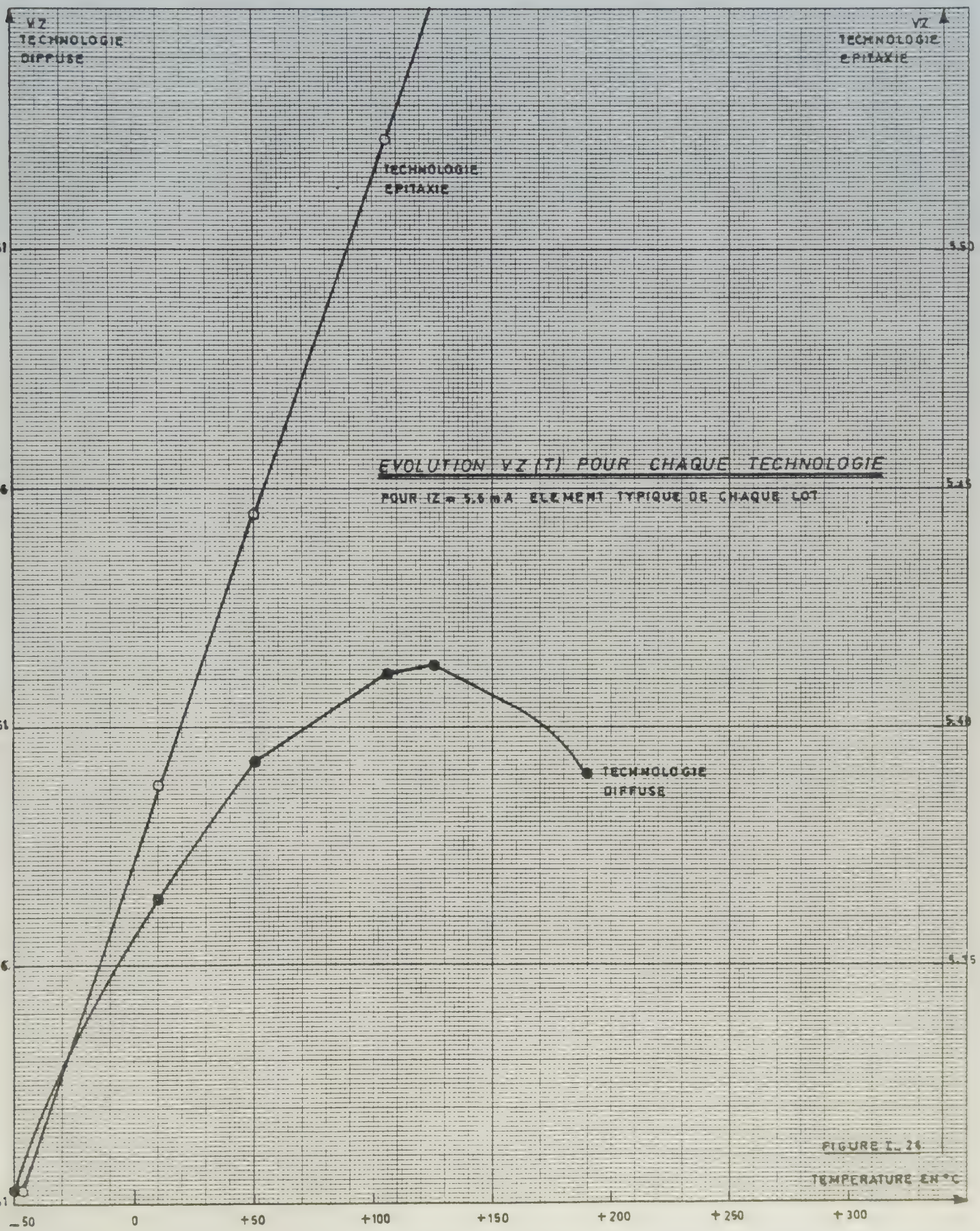

VZ
TECHNOLOGIE
DIFFUSE
VZ
TECHNOLOGIE
EPITAXIE
TECHNOLOGIE
EPITAXIE
EVOLUTION VZ (T) POUR CHAQUE TECHNOLOGIE
POUR IZ = 5,6 mA ELEMENT TYPIQUE DE CHAQUE LOT
TECHNOLOGIE
DIFFUSE
5,50
5,45
5,40
5,35
-50
0
+50
+100
+150
+200
+250
+300
TEMPERATURE EN °C

FIGURE I_24

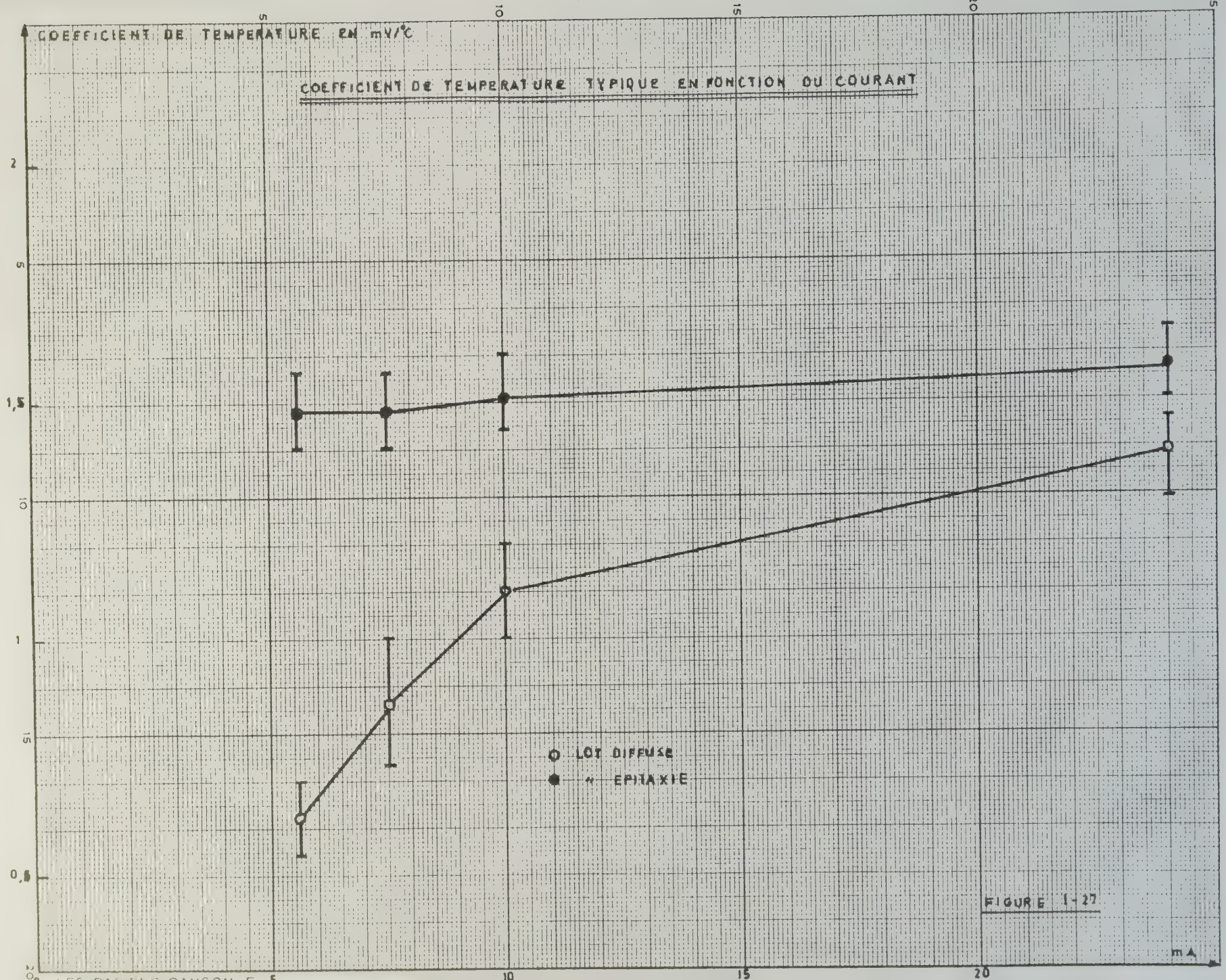

COEFFICIENT DE TEMPERATURE EN mV/°C
COEFFICIENT DE TEMPERATURE TYPIQUE EN FONCTION DU COURANT
2
1,5
1
0,5
5
10
15
20
LOT DIFFUSE
" EPITAXIE
mA

FIGURE I-27

Une remarque importante concerne la mesure du coefficient de température pour des densités de courant importantes. Pour cela, il est important de se représenter la situation de la puce dans son boîtier.

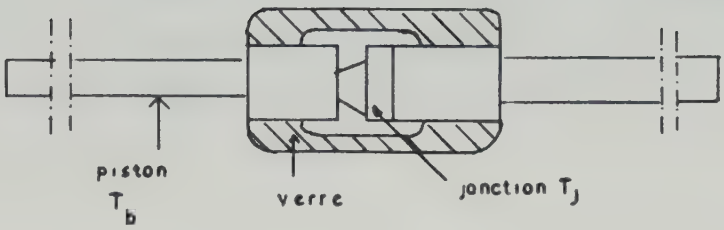


Figure I-28 - Boîtier d'encapsulation de la jonction (type DO35)

Ce type de boîtier ayant une résistance thermique de 300°C w^{-1}, un courant de 20 mA provoque une élévation de température de la jonction d'environ 30°C au dessus de la température ambiante (la résistance thermique de la puce de silicium étant négligeable). Cette remarque nous amène à préciser que les températures relevées sur la figure I-27 (pour le calcul de $\partial V_Z/\partial_T$) sont celles de l'air ambiant dans lequel se trouve plongé le dispositif de mesure des diodes (figure I-16). Un problème pratique se pose donc lors des relevés expérimentaux ; l'inhomogénéité de température entre la puce et l'ambiante et à la surface de la puce elle-même, est telle qu'il est difficile d'obtenir une stabilisation de la lecture du voltmètre. Par contre, dans le cas de mesures automatisées, on peut obtenir des renseignements comparatifs puisque le programme de gestion de la mesure garantit des conditions de température reproductibles (on a alors accès à des "instantanés" de la mesure, la reproductibilité des instants étant garantie).

II.3.5 - Résultats de mesure sur l'ensemble des lots -

L'objectif de l'étude étant de déboucher sur une phase de fabrication, il nous a semblé nécessaire de mettre en évidence les dispersions sur chaque lot, cette information fournissant un critère de choix supplémentaire pour l'une des technologies étudiées. Ainsi sur chaque lot comportant chacun une population de 50 dispositifs, plusieurs mesures de caractérisation ont été effectuées.

1. - capacité de jonction, permettant de mettre en évidence les dispersions géométriques des dispositifs
2. - tensions directes et inverses à différents niveaux de courant
3. - caractéristique directe
4. - coefficient de température
5. - courant de fuite

Le point 3) a été réalisé sur quelques dispositifs seulement. La mesure des coefficients de température a été réalisée automatiquement comme indiqué précédemment, tandis que les mesures de tension directe et inverse ont été réalisées manuellement ; la précision demandée étant plus importante (3.10^{-5}). Il faut souligner que pour cette dernière mesure, des précautions sont à prendre pour obtenir une bonne reproductibilité des lectures en raison du coefficient de température élevé ($\sim$ 1.5mV/°C) comparativement à la résolution demandée (< 1 mV). L'intérêt de l'étude des dispersions des paramètres mesurés est accentué par le fait que les dispositifs mesurés sont issus de la même plaquette donc le matériau de départ est le même et le processus de traitement a été identique pour toutes les puces. La population des dispositifs étudiés est représentée par l'histogramme de la figure I-29 qui fournit les mesures de V_Z à 5.6mA pour les deux lots. Cette répartition montre la limite d'homogénéité des caractéristiques des puces sur une plaquette (en réalité, la population mesurée est elle-même issue d'un tri préalable) que l'on peut attribuer d'une part à la dispersion de résistivité sur une plaquette, estimée à environ 0,5mΩ sur un diamètre, d'autre part à l'anisotropie relative des différentes phases du processus de fabrication.

LOT NO1
CARACTERE ETUDIE :VZO

LOT DIFFUSE
TENSION DE CLAQUAGE
A 5,6 mA

MOYENNE= .54811859E+01
ECART-TYPE= .16152255E-01
NBRE D INDIVIDUS= 48
NBRE DE CLASSES CHOISI = 30

FREQUENCE

EFFECTIFS	LIM. DE CLASSE	0% 2% 5% 7% 10%
1	.5443E+01.5446E+01	********
0	.5446E+01.5448E+01	
0	.5448E+01.5451E+01	
0	.5451E+01.5453E+01	
1	.5453E+01.5456E+01	********
1	.5456E+01.5458E+01	********
2	.5458E+01.5461E+01	**********
1	.5461E+01.5463E+01	********
0	.5463E+01.5466E+01	
2	.5466E+01.5468E+01	**********
3	.5468E+01.5470E+01	**********
4	.5470E+01.5473E+01	**********
2	.5473E+01.5475E+01	**********
4	.5475E+01.5478E+01	**********
5	.5478E+01.5480E+01	**********
4	.5480E+01.5483E+01	**********
2	.5483E+01.5485E+01	**********
3	.5485E+01.5488E+01	**********
2	.5488E+01.5490E+01	**********
2	.5490E+01.5492E+01	**********
1	.5492E+01.5495E+01	********
0	.5495E+01.5497E+01	
0	.5497E+01.5500E+01	
2	.5500E+01.5502E+01	**********
0	.5502E+01.5505E+01	
2	.5505E+01.5507E+01	**********
1	.5507E+01.5510E+01	********
0	.5510E+01.5512E+01	
1	.5512E+01.5515E+01	********
1	.5515E+01.5517E+01	********
1	.5517E+01.5519E+01	********

LOT NO2
CARACTERE ETUDIE :V20

LOT EPITAXIE
TENSION DE CLAQUAGE
A 5,6 mA

MOYENNE= .54465675E+01
ECART-TYPE= .29428013E-01
NBRE D INDIVIDUS= 49
NBRE DE CLASSES CHOISI = 30

FREQUENCE

EFFECTIFS	LIM. DE CLASSE	0% 2% 4% 6% 8%
4	.5399E+01.5402E+01	**********
1	.5402E+01.5405E+01	**********
3	.5405E+01.5408E+01	**********
1	.5408E+01.5411E+01	**********
0	.5411E+01.5414E+01	
2	.5414E+01.5418E+01	**********
2	.5418E+01.5421E+01	**********
1	.5421E+01.5424E+01	**********
1	.5424E+01.5427E+01	**********
2	.5427E+01.5430E+01	**********
3	.5430E+01.5433E+01	**********
0	.5433E+01.5436E+01	
0	.5436E+01.5439E+01	
1	.5439E+01.5442E+01	**********
1	.5442E+01.5445E+01	**********
1	.5445E+01.5448E+01	**********
2	.5448E+01.5451E+01	**********
1	.5451E+01.5454E+01	**********
1	.5454E+01.5457E+01	**********
4	.5457E+01.5460E+01	**********
2	.5460E+01.5463E+01	**********
1	.5463E+01.5466E+01	**********
1	.5466E+01.5469E+01	**********
3	.5469E+01.5472E+01	**********
2	.5472E+01.5475E+01	**********
0	.5475E+01.5478E+01	
0	.5478E+01.5481E+01	
1	.5481E+01.5484E+01	**********
2	.5484E+01.5487E+01	**********
4	.5487E+01.5490E+01	**********
2	.5490E+01.5494E+01	**********

FIGURE I_29

HISTOGRAMME DES TENSIONS DE CLAQUAGE POUR CHAQUE TECHNOLOGIE

II.3.5.1 - Corrélation coefficient de température-tension V_Z-

La maîtrise du coefficient de température étant primordiale pour notre étude, on a étudié l'évolution de celui-ci en fonction des V_Z. Ceux-ci, sont déduits de mesures automatiques (par. II.2.2.2), tandis que V_Z représente la tension de claquage à 5.6 mA pour une température de 25°C ± 0,5°C. On a représenté sur la figure I-30, la répartition des coefficients de température pour les plaquettes considérées. Sur le graphe I-31 on étudie la relation entre, d'une part, ce coefficient de température et d'autre part, la tension V_Z. La liaison est particulièrement mise en évidence pour le lot DIFFUSE tandis que pour le lot EPITAXIE, la liaison semble plus faible. La relation mise en évidence dépend de la nature de la plaquette d'après les paramètres de corrélation calculés. En pratique, elle peut s'avérer très utile puisqu'il suffirait d'échantillonner une telle relation sur quelques éléments pour avoir accès directement au coefficient de température par une simple mesure de V_Z. On voit que les variations de la tension V_Z et du coefficient de température vont dans le même sens. Ce résultat expérimental va être un argument important pour interpréter les phénomènes d'avalanche dans les deux jonctions ; ceci sera examiné dans un chapitre suivant.

II.3.5.2 - Corrélation coefficient de température-résistance dynamique -

Cette relation est caractéristique du comportement des deux lots. On remarque la liaison importante de ces deux paramètres sur la figure I-32 pour le lot DIFFUSE tandis que pour le lot EPITAXIE elle est inexistante. Ceci montre à l'évidence que le coefficient de température est relié aux défauts de structure de la jonction caractérisés par la valeur de R_Z. Pour le lot EPITAXIE, en revanche les défauts jouant un rôle moins important, la liaison précédente disparaît. Une conclusion également à tirer de l'étude de ces deux paramètres est qu'un coefficient de température peu élevé s'accompagne nécessairement d'une résistance dynamique élevée. L'objectif d'une référence de tension de qualité, c'est-à-dire, de faible coefficient de température et faible résistance dynamique justifie le principe d'un dispositif bi-jonction.

LOT N°1 ZEN.DIFF
CARACTERE ETUDIE :ALO

LOT DIFFUSE

MOYENNE= .03511777E+00 **COEF.TEMPERATURE**
ECART-TYPE= .5460367E-01 **EN mV °C**
NBRE D INDIVIDUS= 49
NBRE DE CLASSES CHOISI = 30

EFFECTIFS	LIM. DE CLASSE	FREQUENCE 0% 2% 4% 6% 8%
2	.516E+0.524E+00	I**********
0	.524E+0.531E+00	I
0	.531E+0.539E+00	I
0	.539E+0.546E+00	I
2	.546E+0.554E+00	I**********
0	.554E+0.561E+00	I
1	.561E+0.569E+00	I*****
1	.569E+0.576E+00	I*****
0	.576E+0.584E+00	I
4	.584E+0.592E+00	I**********
4	.592E+0.599E+00	I**********
2	.599E+0.607E+00	I**********
2	.607E+0.614E+00	I**********
2	.614E+0.622E+00	I**********
3	.622E+0.629E+00	I**********
4	.629E+0.637E+00	I**********
3	.637E+0.644E+00	I**********
1	.644E+0.652E+00	I*****
3	.652E+0.659E+00	I**********
1	.659E+0.667E+00	I*****
3	.667E+0.674E+00	I**********
0	.674E+0.682E+00	I
3	.682E+0.689E+00	I**********
0	.689E+0.697E+00	I
1	.697E+0.705E+00	I*****
1	.705E+0.712E+00	I*****
2	.712E+0.720E+00	I**********
0	.720E+0.727E+00	I
2	.727E+0.735E+00	I**********
1	.735E+0.742E+00	I*****
1	.742E+0.750E+00	I*****

LOT N°2 ZEN.EPIT
CARACTERE ETUDIE :ALO

LOT EPITAXIE

MOYENNE= .14440765E+01 **COEF. TEMPERATURE**
ECART-TYPE= .6372935E-01 **EN mV °C**
NBRE D INDIVIDUS= 49
NBRE DE CLASSES CHOISI = 30

EFFECTIFS	LIM. DE CLASSE	FREQUENCE 0% 3% 6% 9% 12%
1	.122E+0.124E+01	I******
0	.124E+0.125E+01	I
0	.125E+0.126E+01	I
0	.126E+0.127E+01	I
0	.127E+0.128E+01	I
0	.128E+0.129E+01	I
0	.129E+0.130E+01	I
0	.130E+0.131E+01	I
0	.131E+0.132E+01	I
0	.132E+0.133E+01	I
0	.133E+0.135E+01	I
1	.135E+0.136E+01	I******
2	.136E+0.137E+01	I**********
1	.137E+0.138E+01	I******
4	.138E+0.139E+01	I**********
5	.139E+0.140E+01	I**********
2	.140E+0.141E+01	I**********
4	.141E+0.142E+01	I**********
3	.142E+0.143E+01	I**********
1	.143E+0.144E+01	I******
3	.144E+0.146E+01	I**********
3	.146E+0.147E+01	I**********
3	.147E+0.148E+01	I**********
0	.148E+0.149E+01	I
4	.149E+0.150E+01	I**********
6	.150E+0.151E+01	I**********
1	.151E+0.152E+01	I******
2	.152E+0.153E+01	I**********
1	.153E+0.154E+01	I******
0	.154E+0.155E+01	I
2	.155E+0.157E+01	I**********

FIGURE I_30

HISTOGRAMME DES COEFFICIENTS DE TEMPERATURE POUR CHAQUE TECHNOLOGIE

CORRELATION ENTRE COEFFICIENT DE TEMPERATURE ET TENSION VZ

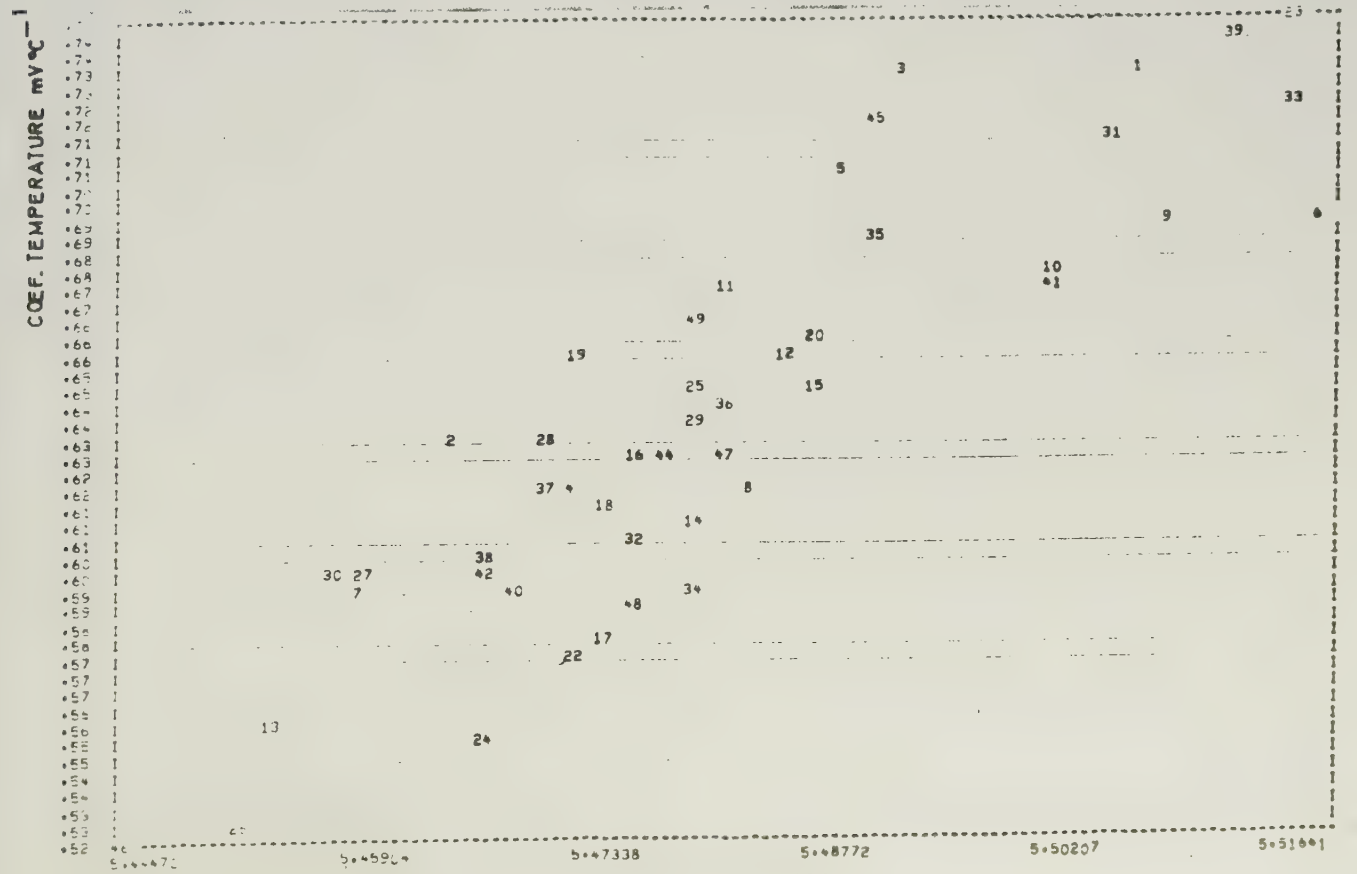
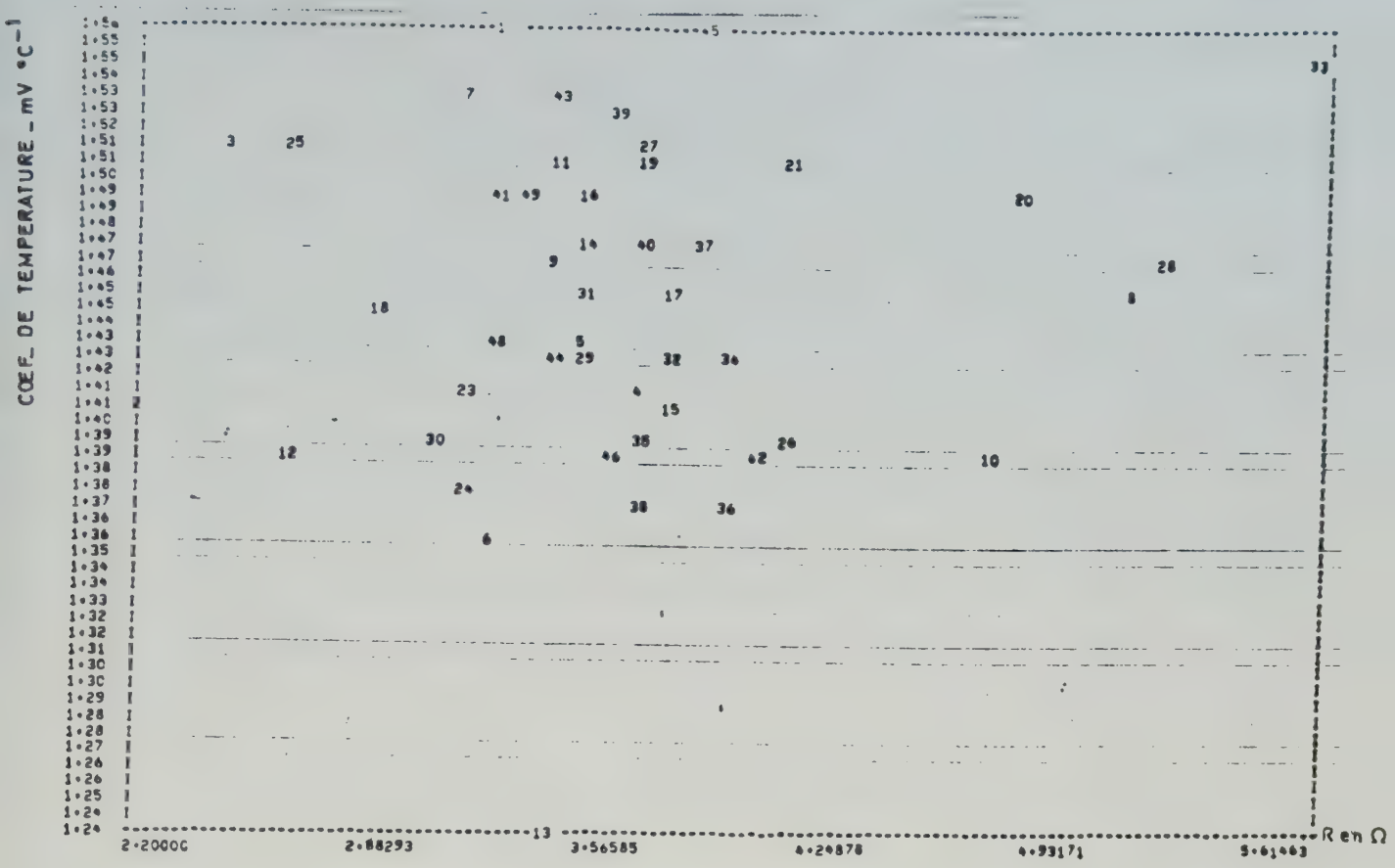
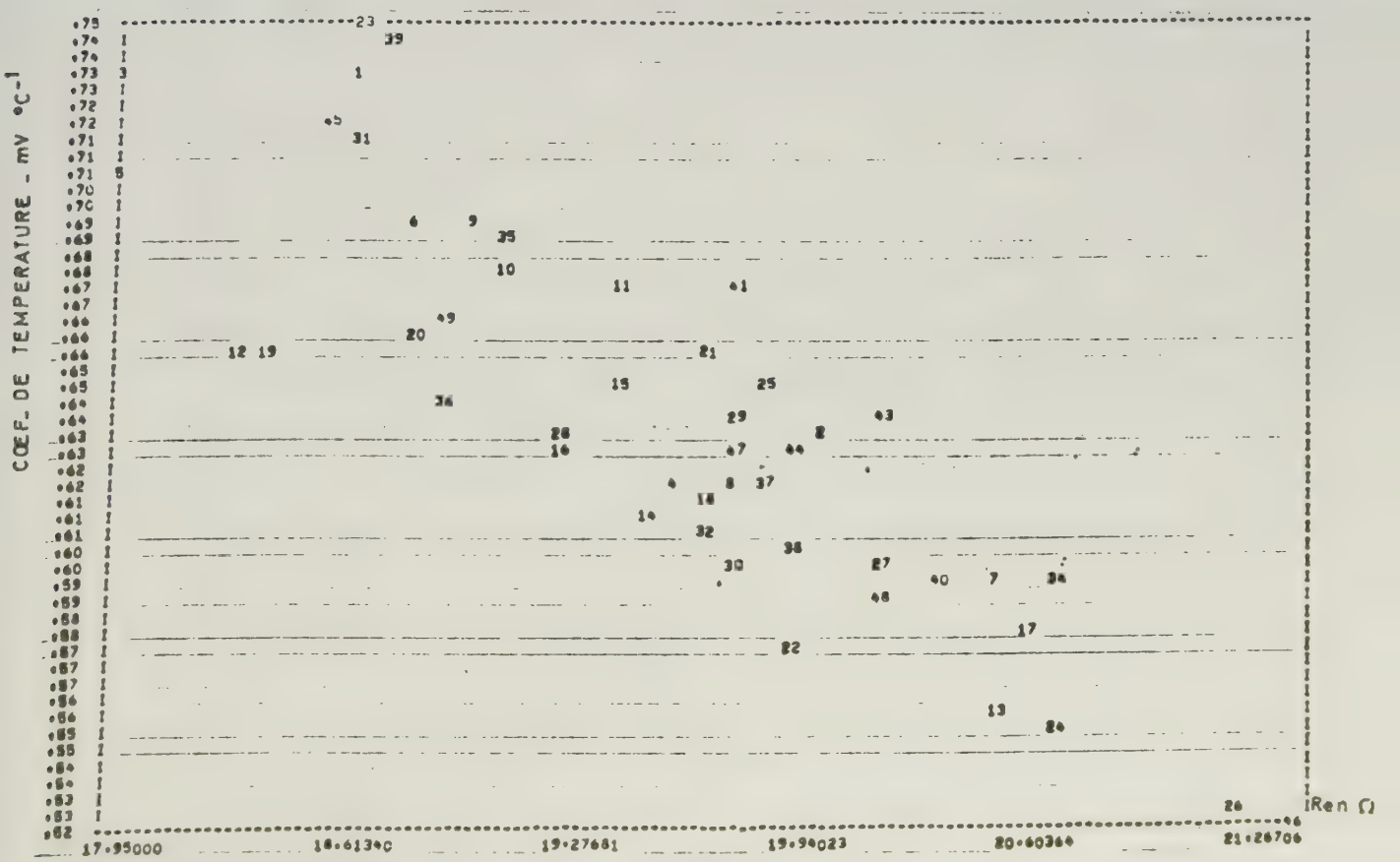


FIGURE 1

CORRELATION ENTRE RESISTANCE DYNAMIQUE ET COEFFICIENT DE TEMPERATURE



TECHNOLOGIE EPITAXIE



TECHNOLOGIE DIFFUSE

FIGURE I_1

II.3.5.3 - Autres corrélations -

D'autres liaisons plus ou moins délicates à interpréter ont été mises en évidence.

Pour des raisons de clarté, nous donnons uniquement les résultats. En particulier, la corrélation R_Z, V_Z qui se déduit des deux résultats précédents et qui se prête à la même interprétation. Une autre liaison délicate à interpréter est celle entre V_Z et Cj (capacité de jonction à OV). Cette relation montre une liaison plus forte dans le cas EPITAXIE que dans le cas DIFFUSE. La difficulté d'interprétation vient de ce que la capacité de jonction intègre non seulement les dispersions de surface mais également les dispersions de dopant par l'intermédiaire de la valeur de la charge d'espace.

II.3.6 - Dérive en vieillissement - Stabilisation - Irradiation photon 1 MeV -

Un problème important et assez mal maîtrisé sur les dispositifs à claquage par avalanche concerne la stabilisation de la tension de claquage. En effet, la dérive sous irradiation que l'on veut obtenir étant de l'ordre du mV, il faut s'assurer que d'autres phénomènes, en l'absence de toute irradiation, ne sont pas susceptibles de la même dérive. Un phénomène capable de faire dériver la tension d'avalanche au cours du temps découlé du mécanisme décrit au paragraphe I.3.5.1, à savoir que la contamination de l'interface oxyde-silicium peut perturber le claquage par effet électrostatique, l'ampleur du phénomène étant d'ailleurs d'autant plus prononcé que le claquage est plus superficiel. Dans le but de chiffrer cette dérive, on a effectué une irradiation des deux types de Zener précédentes à l'aide de photons de 1 MeV. On a reporté sur les figures I-33 et I-34, les résultats des observations. Sur chaque figure, on a représenté la dérive sous irradiation de 2 éléments tandis qu'un élément est utilisé comme témoin intégrant notamment les dérives en température au cours de l'expérience. On peut voir que les dérives sont faibles (< 1 mV). Il est évident que des mesures de tensions aussi petites doivent être interprétées avec prudence. Notamment, il est important de noter la dérive à long terme du voltmètre qui a été vérifié par rapport à une source de tension étalon. Celle-ci peut-être évaluée à environ 100 µV pour 48 heures. Les écarts mis en évidence sont significatifs bien que de faible amplitude, en particulier les éléments irradiés ont un comportement semblable sur les deux lots et la différenciation avec les éléments non irradiés est nette dans les deux cas.

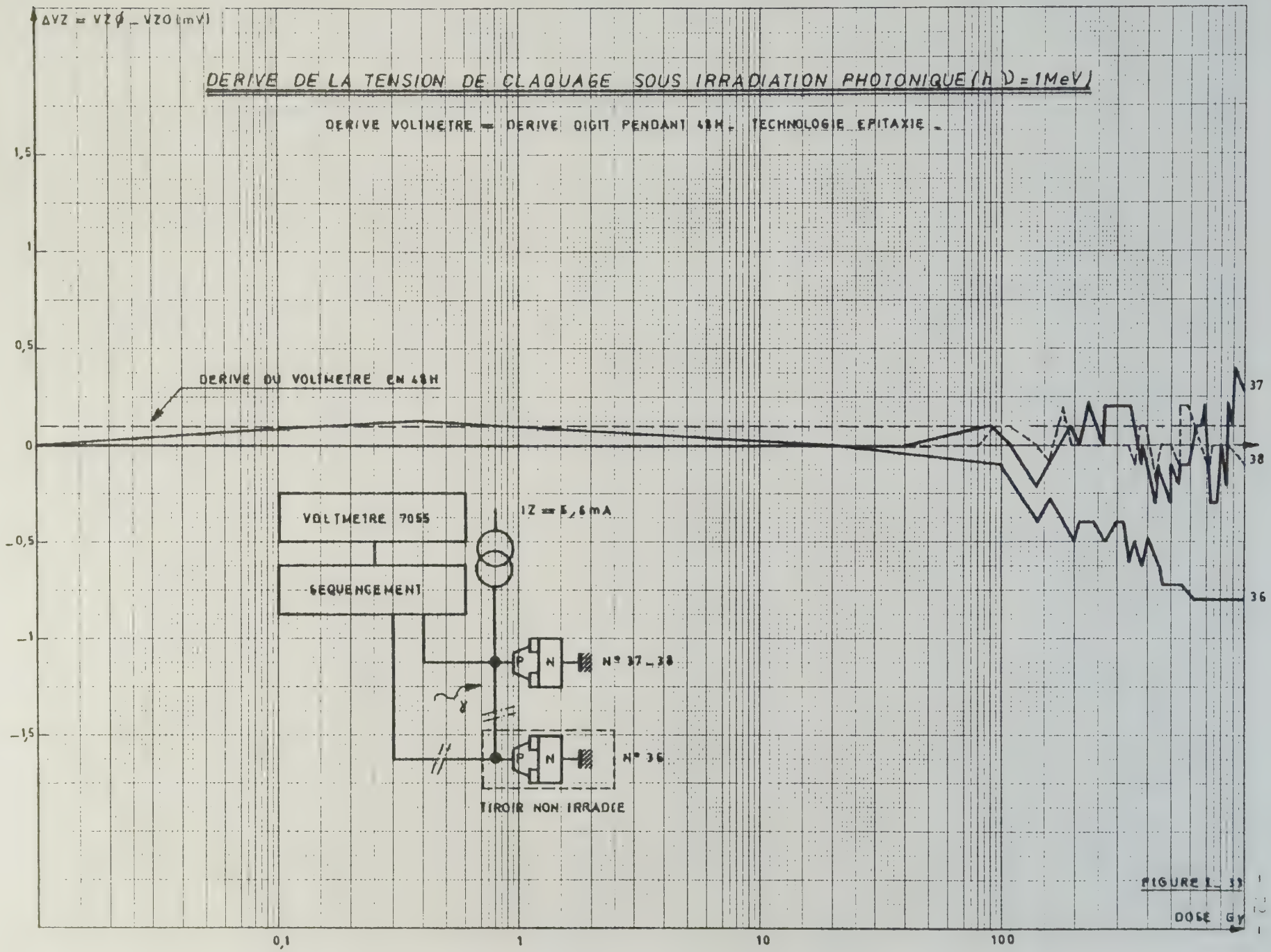

ΔVZ = VZ Ø _ VZO (mV)
DERIVE DE LA TENSION DE CLAQUAGE SOUS IRRADIATION PHOTONIQUE (h ν = 1MeV)
DERIVE VOLTMETRE = DERIVE DIGIT PENDANT 48H _ TECHNOLOGIE EPITAXIE _
1,5
1
0,5
0
_0,5
_1
_1,5
DERIVE DU VOLTMETRE EN 48H
37
38
36
VOLTMETRE 7055
SEQUENCEMENT
IZ = 5,6 mA
P
N
N° 37 _ 38
N° 36
TIROIR NON IRRADIE
0,1
1
10
100
DOSE Gy

FIGURE I _ 33

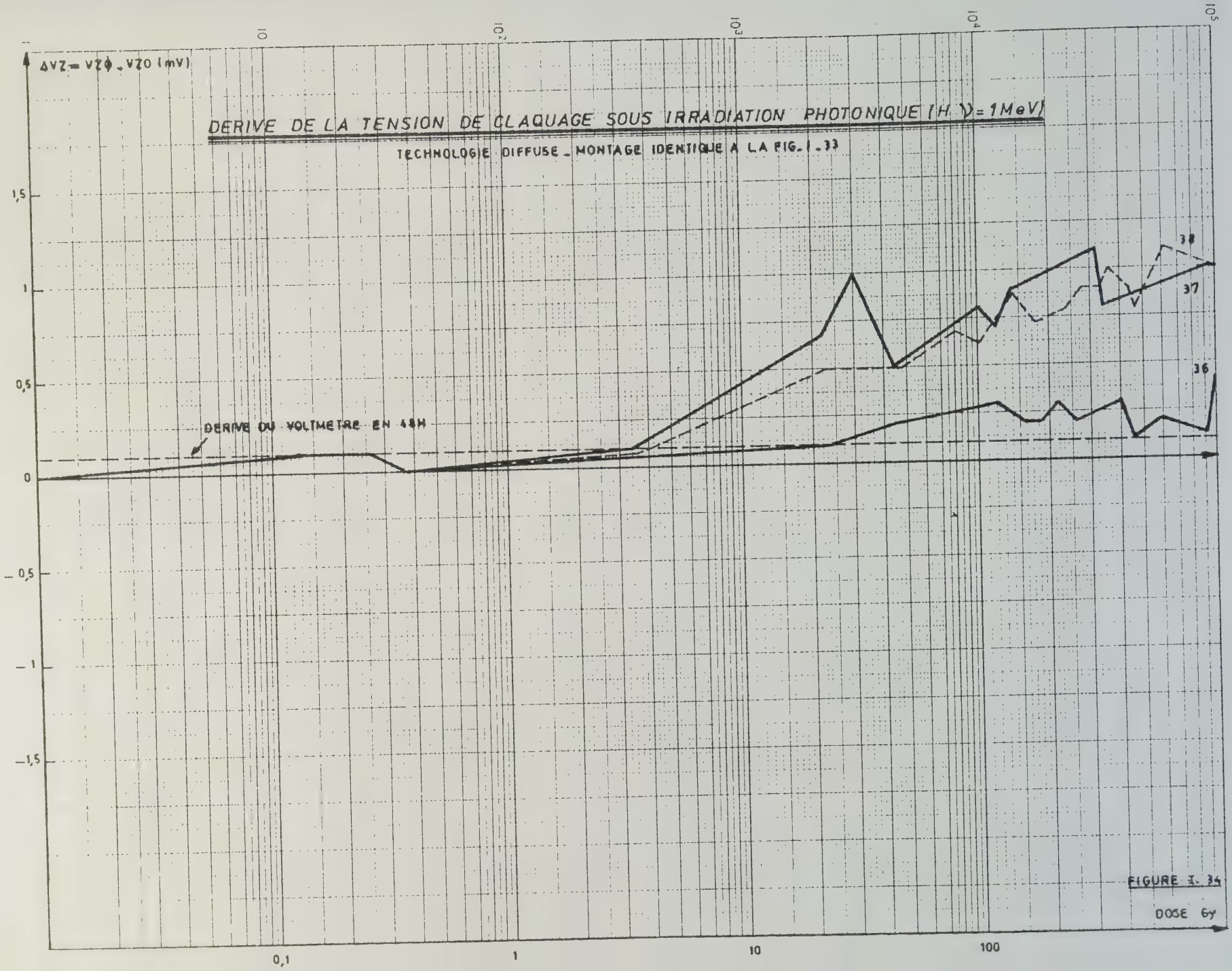

ΔVZ = VZϕ - VZ0 (mV)
DERIVE DE LA TENSION DE CLAQUAGE SOUS IRRADIATION PHOTONIQUE (H.V) = 1 MeV)
TECHNOLOGIE DIFFUSE - MONTAGE IDENTIQUE A LA FIG. I.33
DERIVE DU VOLTMETRE EN 48H
38
37
36
V
1,5
1
0,5
0
-0,5
-1
-1,5
10
10²
10³
10⁴
10⁵
0,1
1
10
100
DOSE Gy

FIGURE I. 34

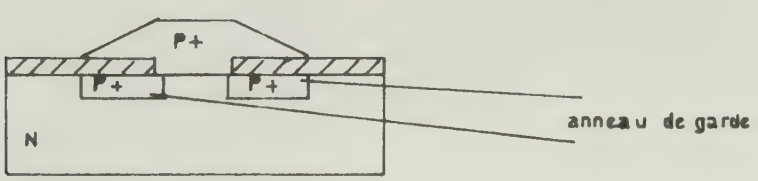
Il faut également souligner que la dérive est positive dans les deux expériences d'irradiation. Sur la figure I-35, on a reporté les dérives à long terme d'échantillons prélevés parmi les lots EPITAXIES et DIFFUSES. Ces résultats concernent 10 individus par lot. Les mesures ont été réalisées sous ambiance thermostatée (25°C ± 0,5°C). Le graphique montre les dispersions obtenues pour chaque lot. Celles-ci sont assez importantes (il faut souligner un individu "aberrant" dans le lot DIFFUSE qui a dérivé de +35 mV après 3 mois de stockage alors qu'il est revenu à une dérive normale après 5 mois).

Les deux expériences précédentes montrent que d'une part la dérive obtenue par irradiation γ a fait varier la tension de claquage d'environ + 1mV, d'autre part la dérive à long terme (contamination de l'oxyde en stockage) a provoqué une dérive de + 2 mV (valeur crête). D'autre part, on ne peut pas mettre en évidence d'une façon indiscutable une différence de comportement très net entre les deux lots. En conclusion, on ne peut pas affirmer que les mécanismes mis en évidence lors des expériences d'irradiation soit du même type avec les causes de la dérive en stockage.

En général, pour se préserver de toute dérive importante, on utilise deux méthodes :

1. - faire débiter pendant plusieurs heures, la jonction à haute température. Cette opération a été réalisée préalablement à toute mesure en ce qui concerne nos expérimentations.

2. - réaliser un anneau de garde. La configuration est alors la suivante :



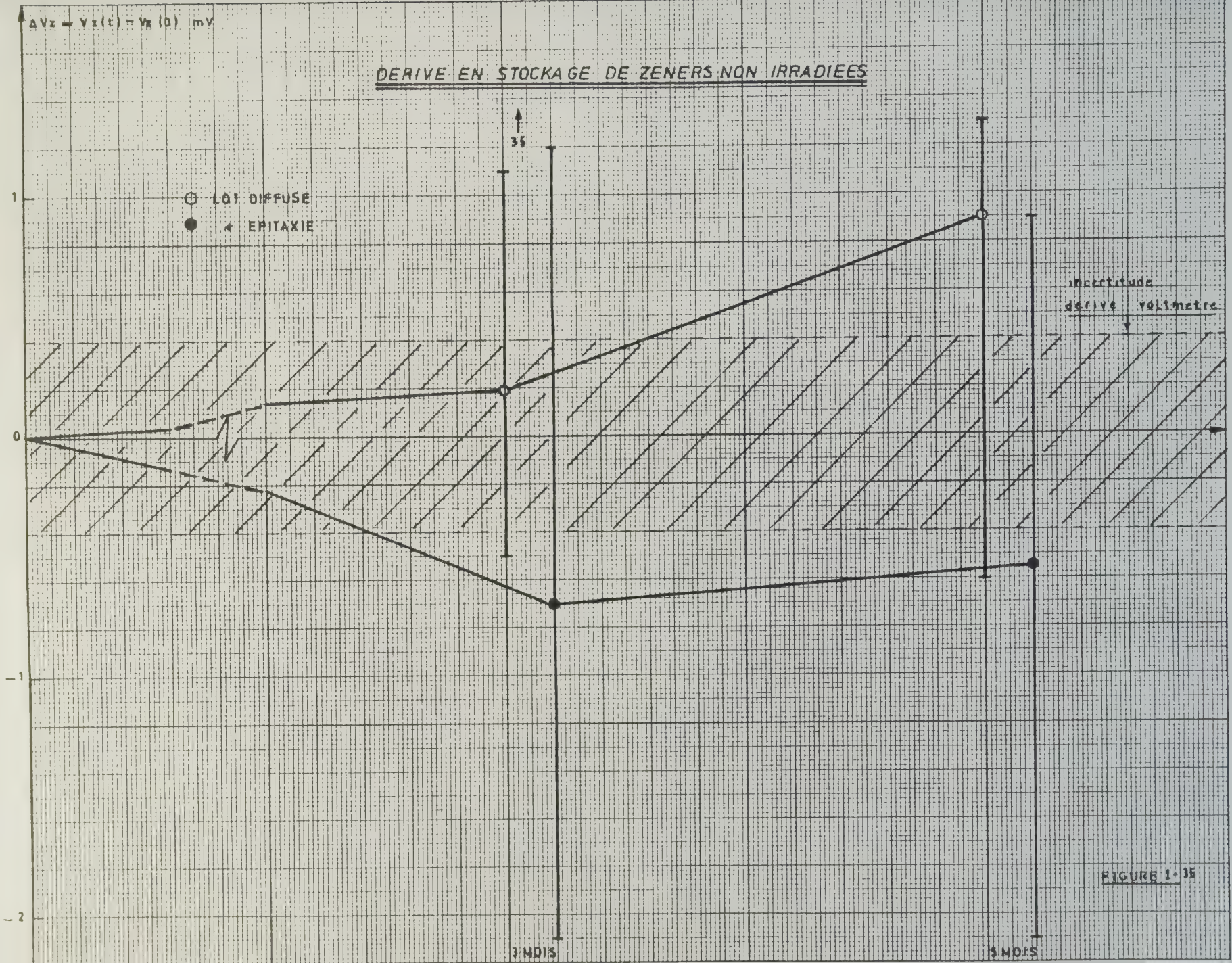

ΔVz = Vz(t) - Vz(0) mV
DERIVE EN STOCKAGE DE ZENERS NON IRRADIEES
35
LOT DIFFUSE
EPITAXIE
incertitude
dérive voltmètre
1
0
-1
-2
3 MOIS
5 MOIS

FIGURE I-35

Bien qu'expérimentalement cette technique soit courante, elle est en revanche assez mal expliquée [26]. La diffusion P^+ réalisée dans les bords a pour rôle de forcer le claquage dans la zone centrale et d'éliminer les champs électriques parasites en surface (les paragraphes précédents ont montré que le niveau de courant jouait le même rôle).

II.4-Caractérisation des lots tests sous irradiation neutronique et interprétation -

II.4.1 - *Variation de la tension d'avalanche* V_Z -

On a étudié sur la figure I-36, la dégradation $\Delta V_Z = V_Z(\phi_n) - V_Z(o)$ après irradiation neutronique ; les mesures portent sur 3 fluences et 10 dispositifs de chaque lot par fluence. Pour les fluences $5\ 10^{13}$ et 10^{14} neutrons/cm^2. Les dispositifs ont été irradiés sans vieillissement particulier tandis que pour l'irradiation à $2\ 10^{14}$ n.cm^{-2}, on a procédé à une phase de vieillissement accéléré (fonctionnement prolongé en débit) en vue de stabiliser le V_Z avant l'irradiation. On rappelle que les composants sont présentés dans le flux neutronique non polarisés. Les observations donnent lieu aux remarques suivantes :

- la dérive sous irradiation neutronique est systématiquement positive
- la dégradation est nettement différenciée pour les deux lots
- le traitement thermique subi par les dispositifs semble affecter l'amplitude de la dégradation.
- l'amplitude des dérives observées, particulièrement pour le lot EPITAXIE, est beaucoup plus importante que la dérive sous irradiation γ ou stockage, ce qui tend à prouver que les mécanismes en cause ne sont pas identiques.

L'interprétation que l'on peut donner de ces expériences est délicate compte tenu du fait que les variations mises en évidence sont faibles et que d'autre part, la théorie de l'effet d'avalanche ne permet pas de prévoir avec une telle résolution (qq mV) la valeur de la tension de claquage d'une jonction. Il faut donc se contenter, du moins pour les conditions expérimentales qui sont les nôtres en particulier la présentation des dispositifs utilisés, d'explication qualitative qui sont dans la plupart des cas satisfaisantes.

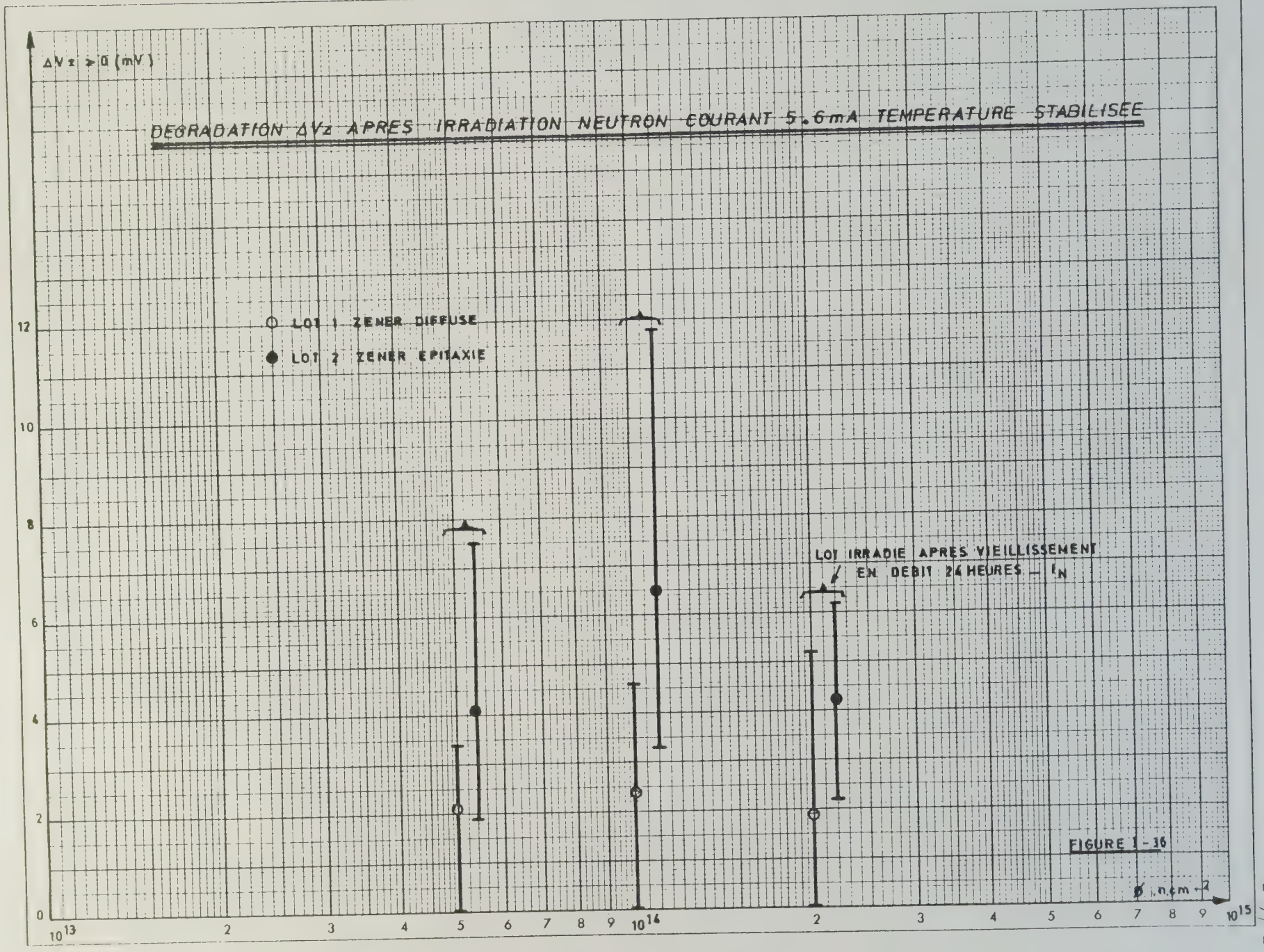

ΔVz à I Q (mV)
DEGRADATION ΔVz APRES IRRADIATION NEUTRON COURANT 5,6 mA TEMPERATURE STABILISEE
LOT 1 ZENER DIFFUSE
LOT 2 ZENER EPITAXIE
LOT IRRADIE APRES VIEILLISSEMENT EN DEBIT 24 HEURES — I_N
0
2
4
6
8
10
12
10^13
2
3
4
5
6
7
8
9
10^14
2
3
4
5
6
7
8
9
10^15
Φ n.cm^-2

FIGURE I - 16

Comme nous l'avons décrit au paragraphe I.3.5.2, l'irradiation neutronique introduit des défauts dans le matériau diminuant d'une part le l.p.m. des porteurs et d'autre part, perturbant la concentration de porteurs libres par la création locale de sphères isolantes. Globalement ces deux facteurs conjugués aboutissent à une augmentation de résistivité du matériau. Toutefois, nous ne pouvons retenir cette augmentation de résistivité comme base d'explication des phénomènes observés puisque nous avons vu auparavant que compte tenu de la technologie des jonctions étudiées il n'était pas possible de relier tension de claquage et résistivité (les deux jonctions ayant le même V_Z pour des résistivités différentes). En revanche, la dégradation du l.p.m. a pour conséquence une diminution du coefficient d'ionisation (par. I.3.5.2.). Le l.p.m. est alors défini par 3 composants :

- le l.p.m. sur le réseau L_R
- le l.p.m. sur les impuretés L_I
- le l.p.m. sur les défauts d'irradiation L_N

On a alors (I-19) :

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_R} + \frac{1}{L_I} + \frac{1}{L_N}$$

La différenciation entre les deux lots porte essentiellement sur L_I et L_N. En effet, on peut admettre en première approximation que le l.p.m. entre les impuretés est de l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre impuretés soit $N_D^{-1/3}$ (N_D = concentration majoritaire) ; de plus, le l.p.m. L_N étant de l'ordre de grandeur $N_N^{-1/3}$ (N_N = concentration de défauts introduits) ne dépend que du flux neutronique et de la section efficace d'intéraction et doit donc être sensiblement le même pour les deux lots. En considérant l'effet de l'irradiation comme une variation de L_I, on obtient alors pour variation de L (d'après I-19)

$$\Delta L = \left(\frac{1}{1 + \frac{L_I}{L_R}} \right)^2 \Delta L_I$$

expression qui montre que le paramètre prépondérant est le rapport $\frac{L_I}{L_R}$ et que $\Delta L < 0$ (imposant $\Delta V_Z > 0$).

La variation du coefficient d'ionisation sera donc d'autant plus faible que le rapport $\frac{L_I}{L_R}$ sera petit, c'est-à-dire, voisin de 1. Dans le cas du lot DIFFUSE, la mobilité d'impuretés est prépondérante $\left(\frac{L_I}{L_R} \simeq 1\right)$ tandis que dans le cas du lot EPITAXIE, la mobilité de réseau l'emporte $\left(\frac{L_I}{L_R} >> 1\right)$, ce qui est bien en accord avec les variations de tension de claquage observées. Bien qu'il soit très complexe de chiffrer précisément les variations des deux lots, il se confirme que le lot DIFFUSE va être moins sensible à l'irradiation que le lot EPITAXIE.

L'interprétation de l'effet dû au vieillissement accéléré est plus délicate. Ce que l'on peut seulement constater est que l'effet thermique dû à la fois au fonctionnement prolongé de la jonction et à l'ambiance haute température modifie les propriétés du matériau soit de l'état de surface, soit de l'oxyde.

Un dernier point à souligner concerne les dispersions relativement importantes mises en évidence sur la figure I-36 (l'extrémité des barres correspond aux dérives mini et maxi). Comme nous l'avons montré auparavant (voir histogramme de la distribution des V_Z sur une plaquette). La fluctuation de dopant et l'anisotropie du processus de fabrication a pour conséquence une fluctuation de V_Z. Cette dernière devrait expliquer la fluctuation des ΔV_Z sous irradiation ; toutefois, on n'a pas pu mettre en évidence de corrélation entre les ΔV_Z et les V_Z avant irradiation, ni de même avec tout autre paramètre caractérisant la jonction.

II.4.2 - Variation du coefficient de température -

Les résultats de mesure sous irradiation sont rassemblés sur les figures I-37, I-38 et I-39 pour les deux lots. Sur les figures I-37 et I-38, on a reporté l'écart

$$\Delta = \left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_{\phi_n} - \left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_o \quad \text{dû à l'irradiation.}$$

Les dérives constatées étant très faibles, nous avons reporté sur chaque figure une zone d'incertitude qui prend en compte la dérive "naturelle" imputable soit à l'appareillage de mesure soit aux éléments eux-mêmes.

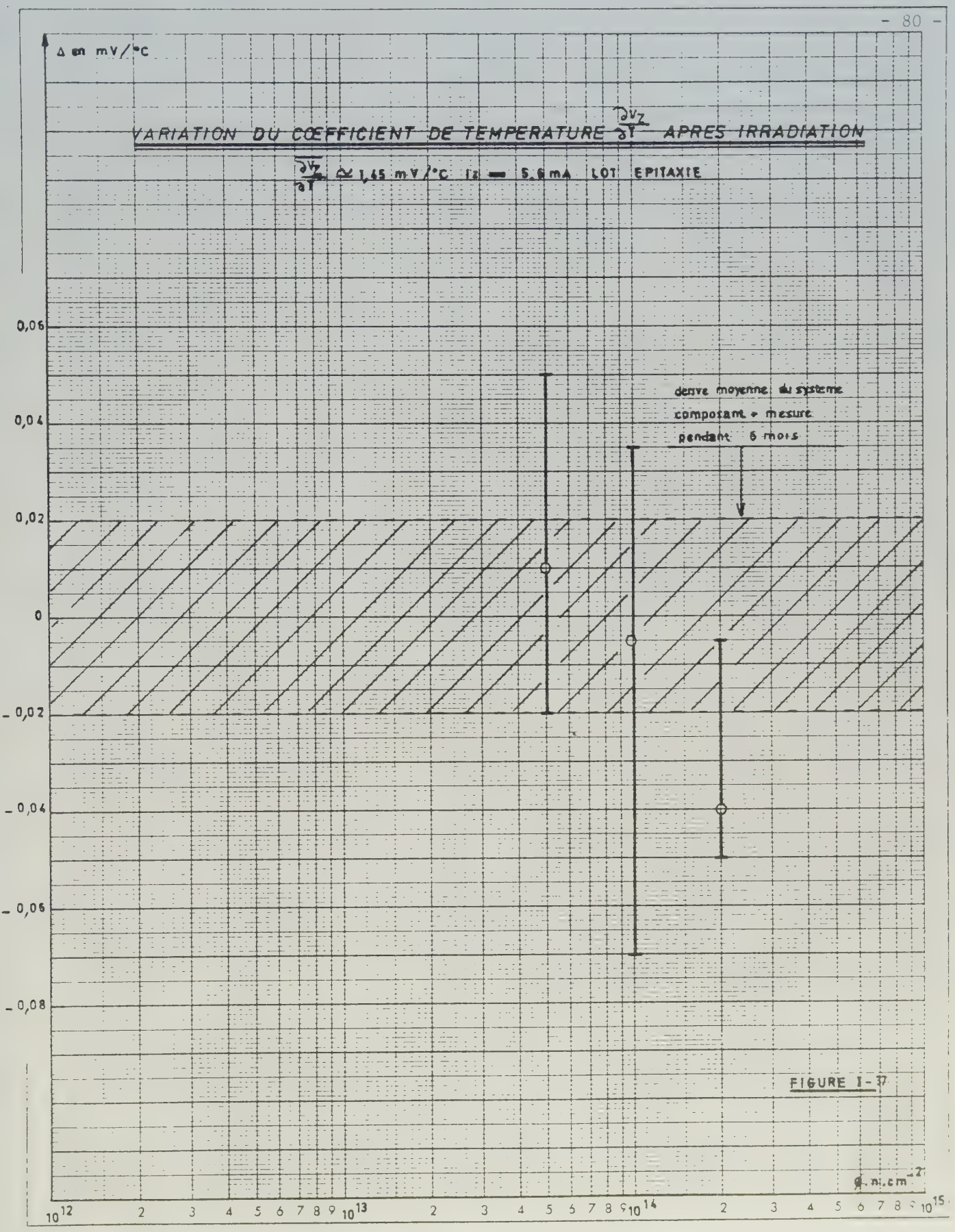

Δ en mV/°C
VARIATION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE $\frac{\partial V_Z}{\partial T}$ APRES IRRADIATION
$\frac{\partial V_Z}{\partial T} \simeq 1,45$ mV/°C I_Z = 5,6 mA LOT EPITAXIE
0,06
0,04
0,02
0
- 0,02
- 0,04
- 0,06
- 0,08
derive moyenne du système
composant + mesure
pendant 6 mois
10^{12} 2 3 4 5 6 7 8 9 10^{13} 2 3 4 5 6 7 8 9 10^{14} 2 3 4 5 6 7 8 9 10^{15}
n. ni.cm^{-2}

FIGURE I - 37

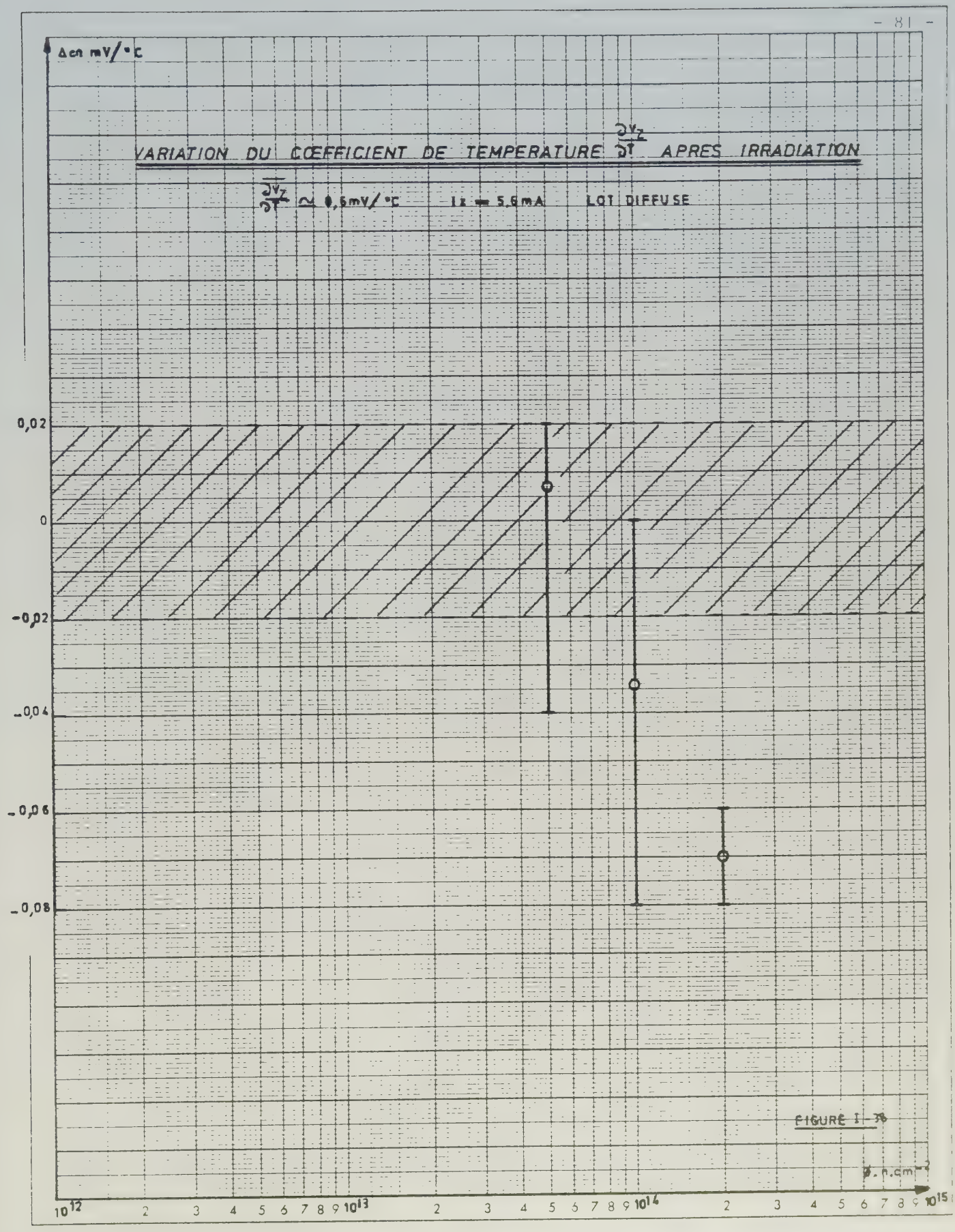

Δ en mV/°C
VARIATION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE ∂Vz/∂T APRES IRRADIATION
∂Vz/∂T ≃ 0,6 mV/°C Iz = 5,6 mA LOT DIFFUSE
0,02
0
-0,02
-0,04
-0,06
-0,08
10^12 2 3 4 5 6 7 8 9 10^13 2 3 4 5 6 7 8 9 10^14 2 3 4 5 6 7 8 9 10^15
Ø. n.cm^-2

FIGURE I - 35

Cette dernière mesure a été obtenue à partir d'un échantillon de 18 éléments non irradiés d'une population représentative des lots de fabrication. Compte tenu de cette plage d'incertitude à l'intérieur de laquelle les variations mises en évidence ne sont probablement pas dûes à l'irradiation neutronique, on peut tirer les conclusions suivantes :

- la variation du coefficient de température est négative pour les deux lots, c'est-à-dire, que celui-ci diminue en valeur absolue.
- l'amplitude relative de variation est plus importante pour le lot DIFFUSE à bas niveau.

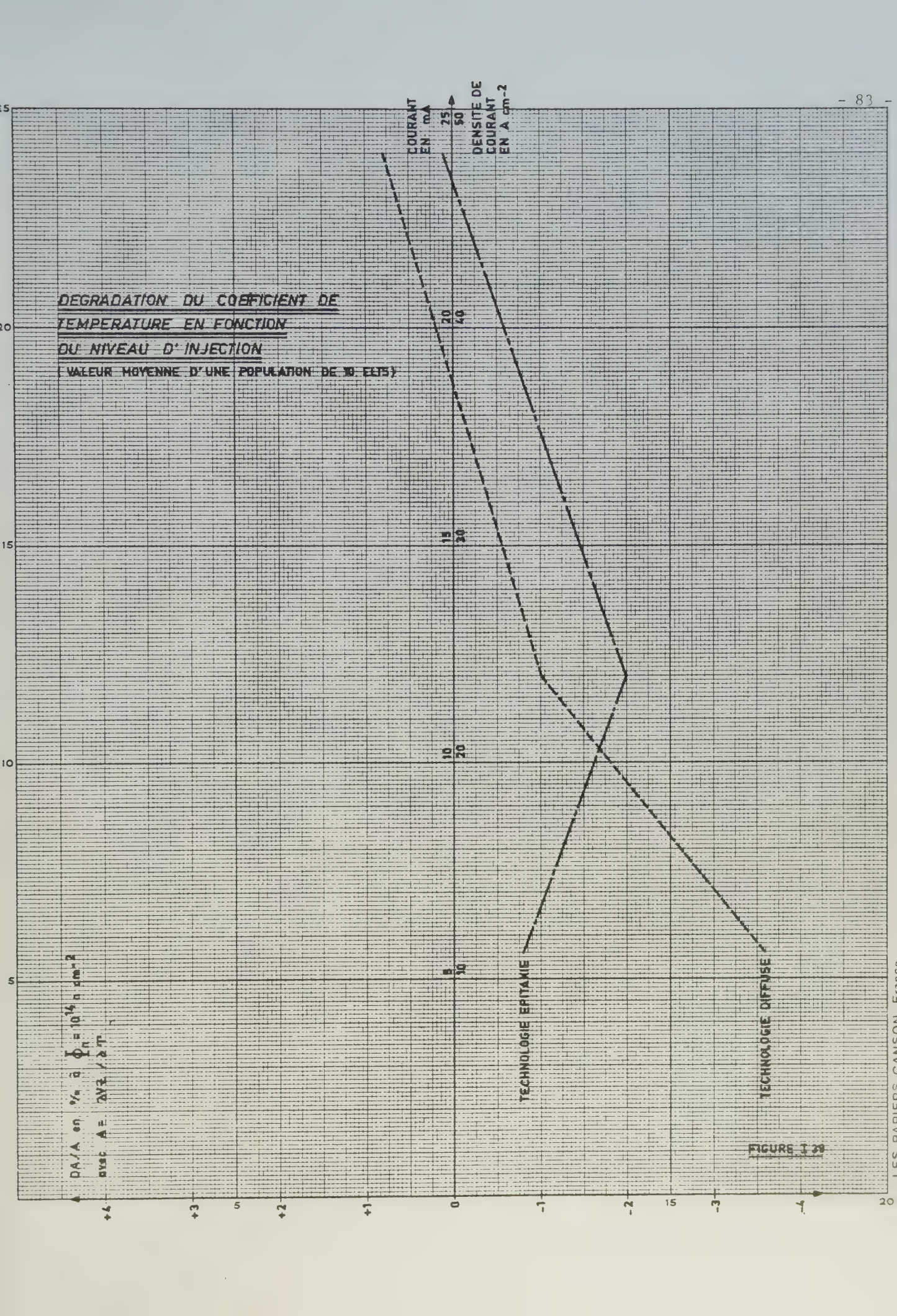
Les deux diagrammes précédents étant tracés pour un courant donné, on présente sur la figure I-39, l'amplitude des dégradations en fonction du niveau de courant. Cette dernière figure montre clairement que pour le lot DIFFUSE, la dégradation diminue à mesure que le niveau de courant augmente, c'est-à-dire à mesure que le claquage s'uniformise.

L'interprétation des phénomènes observés peut s'effectuer à l'aide des considérations exprimées auparavant. L'expression (I-28) montre que la variation du coefficient de température est également dépendante du rapport $\frac{L_R}{L_I}$. Mais à l'inverse de ce qui se passe pour la tension de claquage, on voit que la variation sous irradiation va être d'autant plus importante que L_I est faible au départ. On peut montrer que l'on a, en posant $A = \partial V_Z / \partial T$

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{2}{1 + \frac{L_I}{L_R}} \frac{\Delta L_I}{L_I} \qquad \text{(I-37)}$$

en considérant comme précédemment que ΔL_I résulte de la variation du l.p.m. impuretés + défauts introduit par l'irradiation.

Ceci peut aisément se justifier d'une manière qualitative en disant que l'irradiation neutronique aura une plus grande conséquence sur un matériau dont la mobilité est définie par les impuretés et les défauts. L'expression I-37 montre également que $\Delta A/A$ a le signe de ΔL_I c'est-à-dire le coefficient de température A va tendre à diminuer sous irradiation.


DEGRADATION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE EN FONCTION DU NIVEAU D'INJECTION
(VALEUR MOYENNE D'UNE POPULATION DE 10 ELTS)
COURANT EN mA
DENSITE DE COURANT EN A.cm-2
TECHNOLOGIE EPITAXIE
TECHNOLOGIE DIFFUSE
ΔA/A en % à Φn = 10^14 n.cm-2
avec ΔE = 2kT/2T
FIGURE I 28

Cette interprétation explique correctement les phénomènes mis en jeu et est cohérente avec les conclusions antérieures.

L'amplitude des variations des coefficients de température bien que faible, ne doit pas faire oublier le fait que la compensation en température désirée sur la diode de référence est de l'ordre de 10ppm/°C soit 60 µV/°C, chiffre du même ordre que les dérives sous neutrons. On voit la difficulté qu'il va y avoir à maintenir une compensation en température haut de gamme sous irradiation.

II.4.3 - *Evolution des résistances dynamiques* -

On a reporté sur la figure I-40, l'évolution sous irradiation des résistances dynamiques mesurées à faible densité de courant (courant nominal d'utilisation 5.6 mA). On rappelle que notre méthode de mesure consiste à évaluer la variation de tension d'avalanche pour une variation du courant nominal de ± 10 % en continu.

Les mesures montrent que les variations ΔR_Z sous irradiation sont petites (< 2 Ω) ; de plus, on note une dispersion moindre pour la technologie DIFFUSE et une variation ΔR_Z systématiquement positive. Ceci est en accord avec le fait que la création de zones de défauts, consécutive à l'irradiation neutronique, va amorcer l'avalanche dans ces régions préférentielles, aggravant l'inhomogénéité du phénomène.

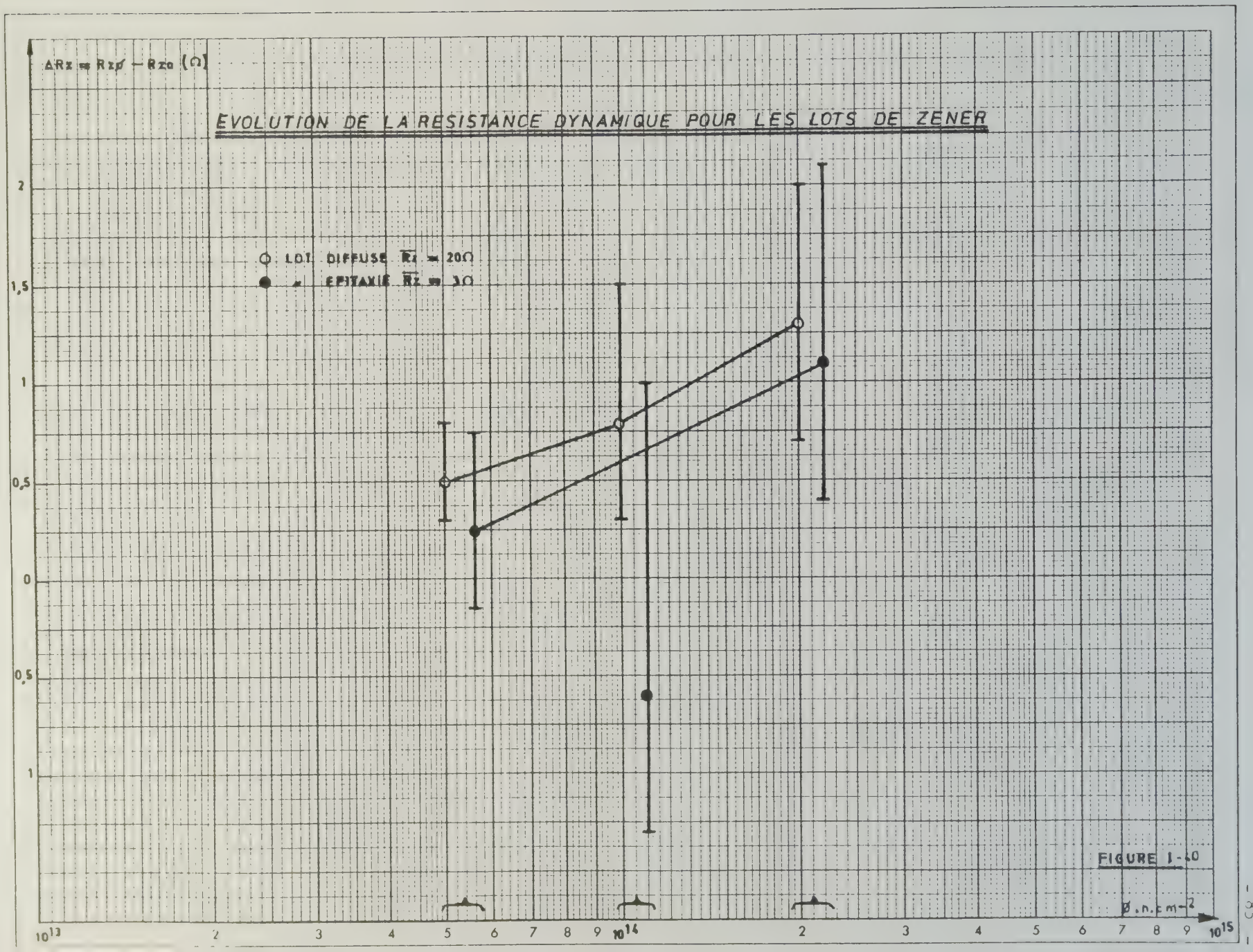

ΔRz = Rzf − Rzo (Ω)
EVOLUTION DE LA RESISTANCE DYNAMIQUE POUR LES LOTS DE ZENER
L.D.I. DIFFUSE R̄z = 20Ω
" EPITAXIE R̄z = 3Ω
2
1,5
1
0,5
0
0,5
1
10^13
2
3
4
5
6
7
8
9
10^14
2
3
4
5
6
7
8
9
10^15
ø.n.cm^-2

FIGURE I-40

III - INTERPRETATION DES MESURES ET MODELE DE FONCTIONNEMENT DE L'AVALANCHE POUR CHACUNE DES DEUX TECHNOLOGIES -

III.1 - Technologie DIFFUSE -

Rappelons brièvement les principales observations réalisées sur les dispositifs de cette technologie.

1. - le coefficient de température est très dépendant de la densité de courant jusqu'à une valeur de 50 $A.cm^{-2}$ au delà de laquelle il tend à se stabiliser
2. - l'évolution $V_Z(T)$ présente un maximum aux environs de +100°C, imposant $\partial V_Z/\partial T$ positif avant ce maximum et négatif après
3. - la résistance dynamique R_Z (courbure de la caractéristique inverse) diminue fortement avec le courant pour atteindre une valeur limite (4.5 Ω) aux alentours de 30 $A.cm^{-2}$.
4. - cette résistance dynamique R_Z augmente avec la température d'une manière approximativement linéaire entre -50°C et +180°C
5. - pour un lot de cette technologie, une excellente corrélation positive est obtenue entre $\partial V_Z/\partial T$ et V_Z de même qu'une corrélation négative est mise en évidence entre résistance dynamique R_Z et coefficient de température
6. - sous irradiation neutronique, on a $\Delta(\partial V_Z/\partial T) < 0$ et $\Delta R_Z > 0$

L'ensemble de ces points met clairement en évidence une relation entre résistance dynamique et coefficient de température.

III.1.1 - *Résistance dynamique* -

La résistance dynamique (valeur $\partial V_Z/\partial I_Z$) ou courbure de la caractéristique constitue un paramètre permettant de définir l'homogénéité du claquage sur le pourtour de la jonction. En effet on peut imaginer selon le modèle de SCHOCKLEY, l'ensemble de la zone de charge d'espace comme la mise en parallèle de zones élémentaires, chacune de ces microrégions ayant une tension d'avalanche différente en raison :

- soit de fluctuations du dopant N
- soit de la présence de défauts (on peut penser que l'existence de lignes lacunaires favorise l'avalanche)
- soit d'une géométrie particulière (effets angulaires).

On a représenté sur la figure suivante, la distribution probable du champ électrique pour un dispositif de la technologie DIFFUSE

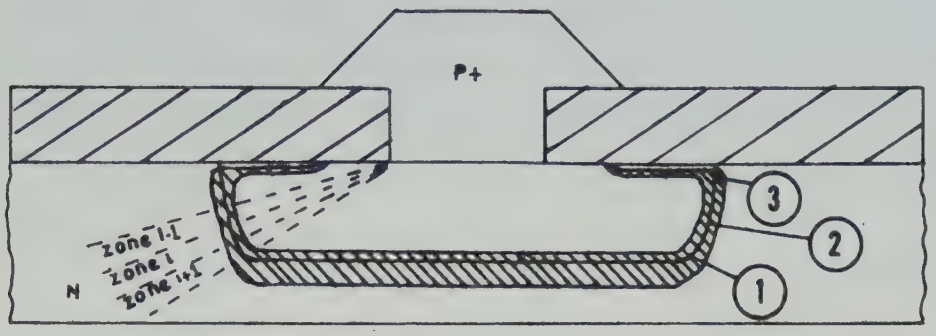


Figure I-41

En supposant la zone P^+ équipotentielle, on peut prévoir l'existence d'un champ électrique important dans 3 zones :

1. - la zone (1) où règne un champ électrique élevé du fait de la courbure de la jonction (effet de pointe)
2. - la zone (2) correspondant à la zone latérale de la jonction où le gradient de concentration reste élevé, le flux de matière y ayant peu progressé (on admet un coefficient de diffusion D dans la direction longitudinale et seulement D/2 dans la direction latérale)
3. - la zone (3) correspondant à une région de discontinuité de matière (interface silice-silicium) et dont la géométrie est mal définie. On peut toutefois penser que son influence reste négligeable, puisque l'existence d'une région semblable dans la technologie EPITAXIE n'y définit pas le claquage.

La disparité des zones d'indice i reportée sur la figure I-41 va contrôler la progression de l'avalanche autour de la zone de transition. Ainsi plus les caractéristiques de ces zones élémentaires vont être différentes, plus l'avalanche va se propager faiblement, chaque élément de jonction entrant en claquage à son tour. Ce n'est que lorsque toute la jonction (y compris la zone centrale) est en avalanche que la courbure de la caractéristique atteint une valeur limite, voisine de quelques ohms. On peut donc déjà signaler qu'il y a lieu de préciser pour ce type de jonction le point de fonctionnement du claquage, celui-ci définissant notamment résistance dynamique et coefficient de température.

III.1.2 - Coefficient de température -

Pour interpréter la valeur et l'évolution du coefficient de température $\partial V_Z/\partial T$, essayons de prendre pour point de départ l'expression donnée dans [4] auquel nous avons ajouté un terme pour tenir compte de la variation d'énergie d'ionisation avec la température. Pour une hypothèse de jonction graduelle, l'expression I-27 donne :

$$\frac{1}{V_Z}\frac{\partial V_Z}{\partial T} = -\frac{3}{2}\frac{1}{L}\frac{\partial L}{\partial T}\frac{\frac{E_i}{q\varepsilon L} - 1}{\frac{E_i}{q\varepsilon L} + \frac{1}{2}} + \frac{3}{2}\frac{1}{E_i + \frac{q\varepsilon L}{2}}\frac{\partial E_i}{\partial T}$$

$$= -f(\varepsilon) \cdot \frac{1}{L}\frac{\partial L}{\partial T} + g(\varepsilon)\frac{\partial E_i}{\partial T}$$

La signification des termes est la même que celle donnée auparavant ; on rappelle que $\partial L/\partial T < 0$ et $\partial E_i/\partial T < 0$. Compte tenu des hypothèses à l'origine du calcul de I-27, on peut admettre que si l'expression fournie n'est pas rigoureuse, elle permet en revanche de cerner les paramètres en cause notamment L et ε ; nous admettrons en outre les sens de variations de ces paramètres avec la température. On peut alors conclure à l'importance du terme $\partial L/\partial T$ dans la définition du coefficient de température, L désignant alors le libre parcours moyen des porteurs dans la partie de la charge d'espace où règne le champ électrique ε.

L'interprétation du coefficient de température et surtout sa relation avec L doit s'appuyer sur trois faits expérimentaux :

a) - l'évolution $\partial V_Z/\partial T$ avec le courant (figure I-27)
b) - l'évolution $\partial V_Z/\partial T$ avec la température (figure I-26)
c) - les variations $\partial V_Z/\partial T$ et V_Z obtenues lorsqu'on soumet une jonction à un recuit haute température. On constate qu'alors V_Z augmente, $\partial V_Z/\partial T$ augmente et la résistance dynamique diminue, pour un niveau de courant donné avant et après recuit.

Considérons le point c). Si on admet que le processus de recuit d'une jonction a pour effet d'augmenter sa courbure (diminution du rayon de courbure), comme nous l'avons vu précédemment, le champ électrique maximum va donc augmenter (effet de pointe) donc la tension aux bornes de la jonction s'accroît. Or l'expression I-27 montre que lorsque ε augmente $f(\varepsilon)$ diminue et il faudrait donc s'attendre à une diminution (en valeur absolue) de $\partial VZ/\partial T$. Pour lever cette contradiction avec l'observation expérimentale, il faut donc admettre que l'évolution de ε impose une variation non indépendante de $\partial L/\partial T$. L'augmentation de $\partial L/\partial T$ avec ε va traduire en fait un accroissement du nombre de collisions des porteurs avec le réseau en raison de la sensibilité à la température du mécanisme d'émission de phonons optiques. Ceci est en accord avec une propriété de la diffusion Rutherford selon laquelle l'accroissement en énergie des porteurs mobiles diminue l'influence sur leurs trajectoires des chocs avec les impuretés ionisées.

En résumé, on peut envisager pour les points a) et c) un mode de fonctionnement de la jonction comme suit. Lorsqu'on fait croître le champ électrique dans la zone de charge d'espace soit par un recuit, soit par l'intermédiaire du courant, on tend à favoriser l'intéraction des porteurs chauds avec le réseau, ce qui conduit à une augmentation de $\partial VZ/\partial T$.

Dans le cas a), le fait d'augmenter le courant a pour conséquence d'amorcer l'avalanche sur la totalité de la jonction, en particulier jusque dans la région centrale où les défauts sont peu nombreux et le dopant plus homogène ; ce sont les intéractions avec le réseau, dans cette région, qui définissent un $\partial V_Z/\partial T$ élevé.

L'interprétation de l'évolution V_Z (mesurée à bas niveau) en fonction de la température (point b)) est plus délicate puisqu'au delà de $To = + 120°C$, on constate une variation $\partial V_Z/\partial T$ négative. Deux hypothèses peuvent être formulées.

1. - une variation $\partial VZ/\partial T$ négative étant caractéristique d'un effet tunnel, il est tentant d'admettre une transition des porteurs par ce mécanisme favorisé à haute température par une réduction de la bande interdite ; l'augmentation de la résistance dynamique est d'ailleurs un argument abondant dans la même direction. Cette coexistence des effets d'avalanche et tunnel est étudiée particulièrement dans [46] et [47].

2. - D'après I-27, on pourrait envisager qu'au delà d'une certaine température, c'est la variation $\partial E_i/\partial T$ qui deviendrait prépondérante devant $\partial L/\partial T$. Il faudrait approfondir le fait que la réduction du seuil d'ionisation au delà de 120°C, en augmentant la probabilité de création de paires ionisées, est un mécanisme qui vient prendre le pas sur la réduction du libre parcours moyen.

Des expériences récentes [41] réalisées sur des jonctions implantées (gradient de concentration entre 10^{24} et 10^{25} cm^{-4}) ont montré que au moins dans le cas d'un gradient de 10^{24} cm^{-4}, le claquage est dû essentiellement à un mécanisme d'avalanche. Ces mesures sont un argument en faveur de l'hypothèse 2, les gradients de concentration de nos dispositifs d'étude étant d'environ 7 10^{23} cm^{-4}.

III.2- Technologie EPITAXIE -

Les principales observations réalisées sur les dispositifs de cette technologie peuvent être résumées ainsi :

1. - Le niveau de courant n'influe pas les caractéristiques de l'avalanche en particulier le coefficient de température $\partial V_Z/\partial T$ et la résistance dynamique qui conserve une valeur faible y compris à bas niveau de courant
2. - la linéarité $V_Z(T)$ est excellente sur une large plage de température (-50°C - +200°C)
3. - la résistance dynamique une valeur constante entre -50°C et +200°C ; on observe au voisinage de cette température une augmentation rapide
4. - les variations sous irradiation présentent une diminution de $\partial V_Z/\partial T$ et une augmentation de résistance dynamique ; d'autre part, l'augmentation de la tension d'avalanche est plus importante que pour la technologie DIFFUSE.

L'interprétation du mécanisme d'avalanche pour cette technologie est nettement plus clair que pour la technologie DIFFUSE. En effet, la faible valeur de résistance dynamique, ainsi que sa quasi-stabilité dans une large gamme de courant, montre que l'avalanche est parfaitement homogène, c'est-à-dire que les zones d'indice i correspondant au découpage de la jonction (paragraphe III.1.1) ont des caractéristiques identiques qui leur permettent d'entrer en claquage simultanément. En d'autres termes, il n'y a plus lieu de considérer la jonction comme une mise en parallèle de cellules élémentaires.

La directivité du claquage dans la partie centrale de la jonction montre que d'une part, les phénomènes à l'interface silicium-oxyde n'interviennent pas et que d'autre part, la diffusion de la jonction qui a nécessairement eu lieu lors du processus d'épitaxie haute température n'a pas affecté la courbure de la jonction.

Dans la mesure où l'avalanche est localisée dans la partie centrale de la jonction, zone de faible densité de défauts et de matériau homogène, on peut admettre que ce sont les intéractions porteurs chauds - réseau qui conditionnent le libre parcours moyen. L'évolution du coefficient de température $\partial VZ/\partial T$ va être fixée par le terme $\frac{1}{LR}\frac{\partial LR}{\partial T}$ qui a une valeur importante (de l'ordre de $7\ 10^{-4}$).

IV - CONCLUSION -

L'ensemble des résultats précédents, caractérisation à froid et sous irradiation, a permis de mettre en évidence les comportements différentiés des deux technologies élaborées, rappelons le, en vue de relier dérives neutroniques et technologie de réalisation. On peut résumer ainsi les différences essentielles.

- la technologie DIFFUSE réalisée sur un matériau très dopé (résistivité 8 mΩ) présente un claquage non uniforme du fait du recuit haute température nécessaire pour augmenter la tension d'avalanche vers 5.6 volts et le coefficient de température (en vue d'une compensation). Cette inhomogénéité de l'avalanche se traduit par une dépendance des paramètres électriques avec le niveau d'injection. Pour la technologie EPITAXIE, on n'observe pas ces variations du fait d'un claquage homogène.
- dérive neutronique plus importante pour la technologie EPITAXIE que pour la technologie DIFFUSE pour les VZ (facteur 2 environ)
- dérive neutronique plus élevée pour le coefficient de température de la technologie DIFFUSE (du moins pour le courant nominal). Pour les deux lots, la dérive est négative.
- les problèmes de dérive en stockage et les dispersions ne sont pas significativement différents d'une technologie à l'autre.

L'interprétation de l'évolution de V_Z et de $\partial V_Z/\partial T$ après irradiation peut prendre en compte le fait que pour la technologie DIFFUSE les intéractions porteurs chauds-impuretés + défauts jouent un rôle prépondérant dans la définition du coefficient d'ionisation tandis que pour la technologie EPITAXIE, ce sont les intéractions porteurs chauds réseau qui dominent. On peut prévoir que la dérive de V_Z après irradiation va être positive (en première approximation $\Delta V_Z/V_Z \simeq \Delta\varepsilon_B/\varepsilon_B \simeq \Delta L/L$ et $\Delta L < 0$, pour conserver la condition de claquage $\int \alpha\,(\varepsilon,L)\,dx = 1$) et que la dérive du coefficient de température $\partial V_Z/\partial T$ va être négative car reliée directement à $\Delta L/L$ (formule I-37). D'autre part, selon les valeurs du rapport L_I/L_R caractérisant l'état du matériau, on a montré (formules I-36 et I-37) que $L_I/L_R \simeq 1$ (mobilité de défauts) pour la technologie DIFFUSE et $L_I/L_R >> 1$ (mobilité de réseau) pour la technologie EPITAXIE. On a alors :

$$-\ (\Delta V_Z)_{DIFFUSE} < (\Delta V_Z)_{EPITAXIE}$$

$$-\ \Delta\ (\partial V_Z/\partial T)_{DIFFUSE} > \Delta\ (\partial V_Z/\partial T)_{EPITAXIE}$$

Les divers éléments analysés dans ce chapitre ont montré l'influence de la technologie sur les caractéristiques électriques et leurs dérives sous irradiation. Ces résultats confrontés avec ceux obtenus sur la jonction de compensation dans la 2ème partie permettront de définir un assemblage optimum de ZCT sous irradiation.

PARTIE 2

ETUDE D'UNE JONCTION EN DIRECT PASSANT UTILISEE EN COMPENSATION DE TEMPERATURE POUR LA "ZENER"

Dans cette deuxième partie, on va s'intéresser au cas d'une jonction polarisée en direct dont le rôle va être de compenser en température une jonction "zener" semblable à celles étudiées précédemment, dans un assemblage constituant une diode de référence. L'étude que nous avons entreprise a pour but de durcir ce dispositif, vis-à-vis de l'irradiation neutronique ; ainsi dans ce qui va suivre allons-nous tenter de nous donner des éléments à la fois théoriques et expérimentaux pour définir un dispositif qui réponde à notre exigence. Dans un premier temps, on va tenter de cerner de plus près les paramètres définissant une jonction en direct du point de vue théorique en essayant d'intégrer les caractéristiques du matériau et de la technologie utilisée. A l'aide de ces considérations, nous tenterons de situer les effets d'un dopage à l'or relativement à l'utilisation projetée. Du point de vue expérimental, deux technologies seront étudiées dans chacune desquelles plusieurs dopages à l'or auront été systématiquement réalisés. La différenciation des deux technologies à froid et sous irradiation sera mis en évidence ainsi que le choix du dopage Or optimum. De plus, les dispersions seront prises en compte pour définir une solution offrant la meilleure stabilité

I - MECANISMES DEFINISSANT LE COMPORTEMENT D'UNE JONCTION EN DIRECT : ASPECTS THEORIQUES -

I.1- Injection dans les jonctions réelles -

Nous n'aborderons pas dans ce paragraphe les considérations théoriques qui aboutissent au modèle de SHOCKLEY, modèle simple qui constitue une première approche des mécanismes apparaissant dans une jonction réelle. L'écart entre ce modèle théorique et les caractéristiques réelles s'explique par l'analyse détaillée des composantes du courant notamment des diverses possibilités de recombinaison (nous raisonnerons pour un dispositif type PLANAR) illustrées sur la figure I-1.

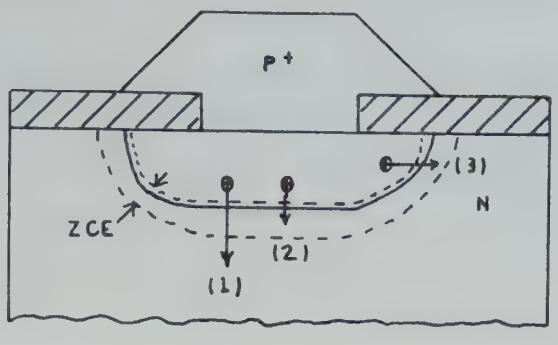


Figure I-1 - Composantes du courant dans une jonction en direct -

La composante (1) I_D correspond au mécanisme de recombinaison des porteurs minoritaires (trous) dans la région neutre N

La composante (2) I_{RV} correspond au mécanisme de recombinaison des minoritaires dans le volume de la zone de transition ZCE

La composante (3) I_{RS} correspond au mécanisme de recombinaison en surface de la zone de transition

Dans le cas le plus général, ces différents courants peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$I_D = q \int_{\text{volume zone neutre}} Uv \, d\tau \qquad (I-1)$$

$$I_{RV} = q \int_{\text{volume zone de transition}} Uv \, d\tau \qquad (I-2)$$

Uv étant la vitesse de recombinaison en volume en cm^{-3} sec^{-1}

$$I_{RS} = q \int_{\text{surface jonction}} Us \, ds \qquad (I-3)$$

Us étant la vitesse de recombinaison en cm^{-2} sec^{-1}

Compte tenu des ordres de grandeur usuels des vitesses de recombinaison en surface (10^2 à 10^5 cm^{-2} sec^{-1}) et des dimensions des échantillons étudiés (on peut montrer [3] que la contribution de la surface à la durée de vie est donnée approximativement par $\tau_s = 4e^2/D\ p\ \pi^2$ e étant l'épaisseur de l'échantillon) on pourra négliger les phénomènes de surface et considérer uniquement des phénomènes volumiques.

I.1.1 - Calcul de la vitesse de recombinaison U -

La caractérisation d'un centre de recombinaison dû soit à une imperfection cristalline, soit à une impureté se traduit par l'existence d'un niveau d'énergie à l'intérieur de la bande interdite. Le niveau d'énergie introduit est dit "donneur" ou "accepteur" selon que l'état de charge du centre est positif ou négatif, lorsqu'il est ionisé. On a pu constater que les niveaux accepteurs se situent dans la demie bande supérieure tandis que les niveaux donneurs occupent la demie bande inférieure. Les impuretés ou imperfections introduites sont du type soit monovalentes (2 états de charges), soit multivalentes (nombre d'états de charges > 2). Un exemple de ce dernier cas particulièrement important pour nous, concerne l'Or. Pour la suite de ce paragraphe, on va s'intéresser à une impureté monovalente introduisant un niveau accepteur E_A.

La statistique de SHOCKLEY-READ suppose 4 transitions possibles [1], [3], [18].

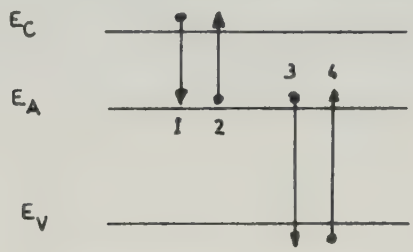


Figure I-2 - Transitions possibles sur le niveau accepteur.

1 - Capture d'un électron
2 - Emission d'un électron
3 - Capture d'un trou
4 - Emission d'un trou

Sans entrer dans le détail, le bilan des transitions possibles et l'hypothèse de non dégénérescence conduisent aux valeurs suivantes de vitesse nette de capture (vitesse nette = capture - émission) [3] pour les électrons :

$$U_n = C_n \left(p_R \cdot n - n_R \cdot n_1 \right) \qquad (I\text{-}4)$$

C_n = valeur moyenne du coefficient de capture des électrons

n_R = concentration des centres négatifs,

p_R = concentration des centres neutres,

n = concentration des électrons libres,

n_1 = concentration équivalente du niveau E_A dans la bande de conduction

$$= Nc \exp \frac{E_R - E_C}{kT} = ni \exp \frac{E_R - E_i}{kT}$$

Par analogie, on aurait de même la vitesse nette de capture des trous :

$$Up = Cp \left[p.n_R - p_R.p_1 \right] \qquad (I-5)$$

Cp = valeur moyenne du coefficient de capture des trous

p_1 = concentration équivalente du niveau En dans la bande de valence

$$= Nv \exp \frac{E_V - E_R}{kT} = ni \exp \frac{E_i - E_R}{kT}$$

En régime permanent, le taux de recombinaison est alors défini par l'égalité des vitesses nettes de capture des électrons et des trous $Un = Up$. De l'égalité (I-4) = (I-5), on tire n_R que l'on reporte dans l'une ou l'autre expression de Un et Up. On obtient :

$$Un = Up = \frac{N_R \cdot Cn \cdot Cp \ (p.n - ni^2)}{Cn(n + n_1) + Cp \ (p + p_1)} \qquad (I-6)$$

N_R = concentration des centres de recombinaison du niveau E_A

I.1.2 - *Définition de la durée de vie* -

Par définition, la durée de vie a pour valeur :

$$\tau p = \frac{p - p_o}{Up} \quad \text{ou} \quad \tau n = \frac{n - n_o}{Un} \qquad (I-7)$$

p_o, n_o étant la concentration des porteurs libres à l'équilibre thermique . Comme le montre l'expression (I-7), τ_n et τ_p sont fonction du niveau d'injection soit $p-p_o$ ou $n-n_o$.

I.1.2.1 - Durée de vie à faible injection

Examinons le cas d'une jonction P+N en direct dont la région N est soumise à une injection de trous p_n. L'hypothèse de faible injection s'écrit $p_n << n_n$.

En supposant un centre de recombinaison efficace (ou profond) c'est-à-dire proche du milieu de la bande interdite, on a alors :

$$n >> n_1 = ni \exp (E_A - Ei) / kT$$

On peut alors écrire (I-6) sous la forme suivante :

$$Up \simeq \frac{N_R \, Cn \, Cp \, (pn - ni^2)}{Cn \, . \, n} = N_R \, Cp \, (p - po) \qquad (I-8)$$

Soit pour la durée de vie à faible injection :

$$\tau p = \frac{p - p_o}{Up} = \frac{1}{N_R \, . \, Cp} \qquad (I-9)$$

On a coutume d'exprimer le coefficient de capture Cp par le produit d'une section efficace de capture σp (cm^2) par la vitesse thermique du trou capturé vp (environ 10^7 $cm.sec^{-1}$ à température ambiante).

$$Cp = \sigma p \, . \, vp \qquad (I-10)$$

La section efficace de capture mesure en quelque sorte la proximité à laquelle un porteur doit s'approcher d'un centre pour être capturé. L'ordre de grandeur est donné par les dimensions atomiques $\sim 10^{-16}$ cm^2.

I.1.2.2 - Durée de vie à forte injection

La condition de forte injection s'écrit $pn \simeq n_n$.
En négligeant les termes n_1 et p_1 pour la même raison que précédemment, on obtient alors :

$$Up = \frac{N_R \, . \, c_n \, . \, c_p}{cn + cp} \left(p - \frac{ni^2}{p} \right) \qquad (I-11)$$

Soit pour la durée de vie

$$\tau p = \frac{c_n + c_p}{c_n \cdot cp} \cdot \frac{1}{N_R} \qquad (I-12)$$

La comparaison des expressions (I-9) et (I-12) montre que l'augmentation du niveau d'injection va avoir pour conséquence d'une part une augmentation de la durée de vie, d'autre part de faire intervenir à la fois les minoritaires et les majoritaires.

I.1.3 - Expressions des composantes du courant -

I.1.3.1 - Courant de recombinaison dans la zone de transition I_{RV}

D'après ce qui a été vu au début de ce chapitre, ce courant est donné par la formule (I-2) que l'on peut écrire en supposant le problème unidimensionnel

$$I_{RV} = q. S \int_o^w Uv \, dx \qquad (I-13)$$

S étant la surface de la jonction et w l'épaisseur de la zone de transition.

L'intégration de (I-13) compte tenu de la valeur de la vitesse de recombinaison Uv demeure complexe. Moyennant l'hypothèse de quasi-équilibre (quasi niveau de Fermi constant dans la charge d'espace) et l'égalité des sections efficaces de capture des électrons et des trous sur le centre considéré [1], [18], on peut estimer le courant I_{RV} par l'intermédiaire de la valeur de U_V max dans la charge d'espace. On approxime alors $\int_o^w Uv \, dx$ par $U_{max} . w$, U_{max} étant la valeur au plan tel que p = n. L'expression du courant de recombinaison s'écrit alors :

$$I_{RV} = q. S. w. U_{max} \qquad (I-14)$$

$$= \frac{1}{2} q.S \frac{ni}{\tau p} w \exp (qV/2kT)$$

V = tension directe appliquée au dispositif

L'expression (I-14) est une estimation grossière du courant I_{RV} compte tenu de l'approximation de Uv utilisée. Il faut néanmoins retenir de cette formule que I_{RV} est de la forme $I_o \exp(qV/mkT)$ avec $m = 2$ du moins théoriquement ; expérimentalement, on peut montrer que la variation de I_{RV} conduit toujours à $1 < m < 2$, ce qui peut d'ailleurs se justifier [27] en exprimant d'une manière plus fine la valeur de Uv.

I.1.3.2 - Courant de diffusion recombinaison dans les zones neutres

Dans l'hypothèse la plus simple de faible injection où le courant de minoritaires est un courant de diffusion, en intégrant l'équation de continuité, on obtient alors pour valeur du courant de diffusion recombinaison (cas d'une diode longue P+N)

$$I_D = \frac{q\, n_i^2\, S.\, \sqrt{D_p}}{N_D.\, \sqrt{\tau_p}} \exp(qV/kT - 1) \qquad (I\text{-}15)$$

Cette expression néglige en particulier l'inhomogénéité des lignes de courant dans le matériau, le champ électrique dû aux gradients d'impuretés des majoritaires et le champ électrique ohmique dans les régions neutres qui joue un rôle important aux fortes injections. Bien que l'équation (I-15) soit une approximation de la réalité, elle met en évidence les paramètres physiques de la jonction qui vont contrôler la caractéristique courant-tension : surface de la jonction, résistivité substrat et durée de vie dans le matériau.

I.1.3.3 - Caractéristiques réelles

Expérimentalement, la relation courant-tension pour des jonctions réelles jusqu'au régime de forte injection peut se mettre sous la forme suivante :

$$I = I_1 \exp(qV/n_1kT) + I_2 \exp(qV/n_2kT) \qquad (I\text{-}16)$$

avec $1 \leq n_2 \leq n_1 \leq 2$ et $I_2 \gg I_1$

Le fait que les valeurs de n_1 et n_2 soient assez différentes des valeurs théoriques et que les valeurs de I_1 et I_2 soient assez éloignées des valeurs (I-14) et (I-15) montre en particulier que les courants I_{RV} et I_D coexistent quelque soit le régime d'injection et qu'il se produit une constante intéraction entre les deux composantes. Le facteur d'incertitude le plus important qui concerne l'identification des valeurs de I_1 et I_2 avec les valeurs théoriques est la mesure de la durée de vie. C'est également la variation de ce dernier facteur qui est primordial sous irradiation neutronique.

I.1.4 - Mesure de la durée de vie -

Le principe de mesure de ce paramètre résulte de sa définition. En effet, la durée de vie étant définie comme le temps moyen mis par une concentration de porteurs en excès à revenir à l'équilibre, on peut penser qu'il suffira de créer dans le cristal une concentration de porteurs en excès et d'étudier son retour à l'équilibre.
Ce principe est appliqué dans les mesures de photoconductivité ou les mesures de photocourant. L'excès des porteurs est alors crée par un rayonnement soit photonique, soit particulaire (électrons). Dans les deux cas, on doit choisir l'énergie des photons ou particules supérieure à l'énergie de création de paires dans le matériau. Ce type d'expérimentation suppose des échantillons dont la présentation soit adaptée au rayonnement choisi, en particulier absence de boîtier. Cette dernière condition n'étant pas remplie en ce qui concerne les dispositifs mis à notre disposition, nous avons choisi la méthode du temps de recouvrement qui est plus adaptée à nos moyens expérimentaux.

Rappelons brièvement le principe de la méthode [28] qui utilise le schéma de montage ci-dessous :

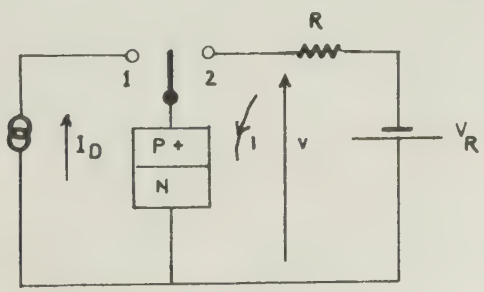


Figure I-3 : Schéma de montage pour la mesure du temps de recouvrement -

A l'instant initial, un régime permanent est établi en faisant traverser la jonction par un courant I_D (position 1). A l'instant t = o, l'interrupteur est basculé en position 2 de manière à évacuer les charges stockées dans la jonction par recombinaison. L'évolution du courant et de la tension aux bornes de la jonction a l'allure suivante :

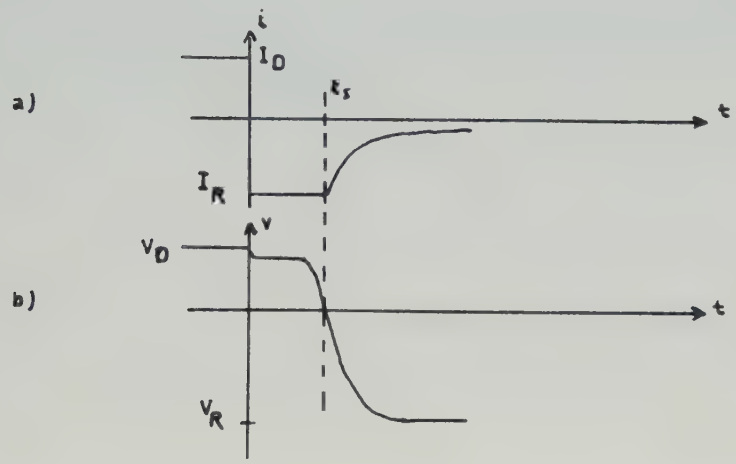


Figure I-4 : Evolution du courant a) et de la tension b) aux bornes de la jonction -

L'interprétation de ces diagrammes peut se faire au regard de l'évolution de la concentration des minoritaires dans la jonction P+N.

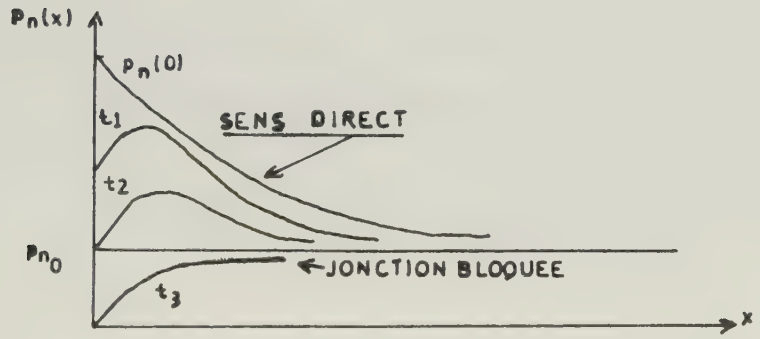


Figure I-5 : Evolution de la concentration des minoritaires pendant la phase de commutation -

Pour $o < t < t_2$, la jonction étant saturée par les charges emmagasinées lors du régime permanent direct se comporte comme un court-circuit. La concentration p(o) décroit de telle sorte que le gradient $(dp/dx)\ x = o$ soit constant puisqu'il correspond au courant imposé par le circuit extérieur.

Pour $t = t_2$, la concentration p(o) atteint sa valeur d'équilibre et la jonction commence à se bloquer. La tension à ses bornes commence à décroître.

Pour $t > t_2$, la jonction va imposer son courant jusqu'à ce que la charge emmagasinée disparaisse progressivement.

Par définition, le temps de recouvrement correspond à la durée o, t_2 où le courant est imposé dans la diode par le circuit extérieur.

Le calcul de ts se déduit du raisonnement suivant [28]

L'équation de continuité pour les trous dans la région N s'écrit :

$$\frac{dp}{dt} = Dp \frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p-po}{\tau p} \qquad (I-17)$$

Si $Q = \int_o^w (p-po)\, dx$ représente la charge injectée par cm^2 dans la région neutre, l'équation précédente se transforme comme suit :

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau p} = Jp(w) - Jp(o) \qquad (I-18)$$

On peut supposer un contact parfaitement recombinant en w soit Jp(w) = o. La solution de (I-18) pour t > o avec $Jp(o) = I_R/S$ et $Q(o) = \tau p\ I_D$ s'écrit alors :

$$Q(t) = \tau p \left[(I_D + I_R) \exp(-t/\tau p) - I_R \right] \qquad (I-19)$$

On peut alors faire l'hypothèse que la charge résiduelle en t = ts est proportionnelle à I_R soit $Q(t_s) = \lambda I_R$. On a alors :

$$ts = \tau p \left[\text{Log} \left(1 + \frac{I_D}{I_R} \right) - \text{Log} \left(1 + \frac{\lambda}{\tau p} \right) \right] \qquad (I-20)$$

On peut donc déduire de cette formule la durée de vie τp au moyen de la pente de la courbe $ts = f \left(1 + \frac{I_D}{I_R} \right)$

Cette méthode est beaucoup moins directe, par conséquent moins proche de la définition de la durée de vie qu'une méthode de photoconductivité. L'aboutissement à l'expression (I-20) suppose un certain nombre d'hypothèses qui ne sont pas toujours bien vérifiées. En règle générale, nous considèrerons que la valeur de la pente $ts = f \left(1 + \frac{I_D}{I_R} \right)$ donne bien la valeur de la durée de vie si la loi est linéaire pour un nombre important de couples (I_D, I_R).

Influence de la capacité de jonction sur la valeur de ts -

L'expression (I-20) solution de l'équation (I-18) a supposé implicitement par la condition initiale $Jp(o) = IR/S$ que la tension de polarisation était établie aux bornes de la zone de transition à l'instant initial. Le passage de l'état permanent (courant I_D) à l'état transitoire se fait par l'intermédiaire des phénomènes suivants :

1. - charge de la capacité de charge d'espace par mouvement des porteurs majoritaires
2. - variation corrélative de la tension de polarisation de la jonction et donc des concentrations en limites de charge d'espace
3. - évolution dans les zones neutres de la concentration des porteurs en excès vers un nouveau profil
4. - variation des courants de diffusion dans les zones neutres

L'hypothèse $Jp(o) = I_R/S$ ne se justifie que si, au temps o la capacité de jonction Cj s'est déchargée instantanément pour amener les concentrations en limite de charge d'espace à leurs valeurs en régime permanent. En fait, cette transition est fixée par une constante de temps qui dépend de la valeur de Cj et du courant I_R (figure I-3). Pour une valeur importante de Cj (c'est-à-dire telle que $RCj >> \tau$), on observe une décroissance lente de la tension après commutation ; le temps ts correspondant à $v(t_1) = o$ n'est alors plus caractéristique de la durée de vie.

Celui-ci peut alors s'évaluer à $ts = \frac{Q_D}{I_R} \simeq \frac{C_j \cdot V_D}{I_R}$ (Q_D représentant la charge stockée dans la zone de transition par le courant I_D) Comme nous le verrons par la suite, on observe expérimentalement la variation $ts \alpha I_R^{-1}$.

La minimisation de cette constante de temps due à la capacité de jonction pourrait être réalisée par une mesure à I_R plus élevée, mais on peut arriver à des valeurs prohibitives dans le cas où la durée de vie est faible (le tiroir de mesure utilisé fixe $I_R < 2$ mA).

I-2 - Coefficient de température -

Comme nous l'avons fait dans la première partie pour la jonction en avalanche, nous allons déterminer le coefficient de température de la jonction en direct défini par $\partial V_D/\partial T$. La base de notre calcul sera l'équation (I-16) qui est une forme de la caractéristique d'une jonction directe vérifiée expérimentalement avec une excellente précision jusqu'au régime de forte injection [29]. Les mesures des énergies d'activation Ea_1 et Ea_2 des composantes I_1 et I_2 (telles que $I_1 = I_{1o} \exp - Ea_1/kT$) correspondent bien aux valeurs Eg/2 et Eg dont la signification est en accord avec les considérations des paragraphes I.1.3.1. et I.1.3.2. Le calcul du coefficient de température donne alors :

$$\frac{\partial V_D}{\partial T} = \frac{1}{T}\left[V_D - \frac{1}{kT}\,\frac{Ea_1 I_1 \exp \beta_1 V_D + Ea_2 I_2 \exp \beta_2 V_D}{\beta_1 I_1 \exp \beta_1 V_D + \beta_2 I_2 \exp \beta_2 V_D}\right] \qquad (I\text{-}21)$$

avec $\beta_1 = q/n_1 kT$ et $\beta_2 = q/n_2 kT$

Deux régimes de fonctionnement sont alors intéressants à séparer :

1) cas des faibles niveaux tels que

$I_1 \exp \beta_1 V_D >> I_2 \exp \beta_2 V_D$

(recombinaison dans la zone de charge d'espace)

On obtient alors :

$$\frac{\partial V_D}{\partial T} = \frac{1}{T}\left[V_D - n_1 \frac{Ea_1}{q}\right] \qquad (I\text{-}22)$$

2) cas du régime de diffusion recombinaison prépondérant soit

$I_2 \exp \beta_2 V_D \gg I_1 \exp \beta_1 V_D$

$$\frac{\partial V_D}{\partial T} = \frac{1}{T}\left(V_D - n_2 \frac{Ea_2}{q}\right) \qquad \text{(I-23)}$$

En remarquant que $n_2 Ea_2 \simeq n_1 Ea_1 \simeq Eg$, on constate que le coefficient de température $\partial V_D / \partial T$ va être uniquement fonction du niveau d'injection caractérisé par V_D. Les expressions (I-22) et (I-23) montrent d'autre part que $\partial V_D / \partial T < o$ puisqu'on a toujours $V_D < n_2 Ea_2/q \simeq 1.1$ V. Ceci est toujours vérifié expérimentalement. L'ordre de grandeur de ces variations en température se situe entre -3mV/°C pour les faibles niveaux et - 1mV/°C pour les plus forts niveaux.

I-3- Effets de l'irradiation neutronique sur la durée de vie et la résistivité -

Le mécanisme d'intéraction neutron-silicium a déjà été évoquée au paragraphe I-3-5. Deux effets prépondérants ont alors été mis en évidence. D'une part, une partie des porteurs libres se trouve piégée dans les amas de lacunes qui constituent des zones isolantes dans le volume de silicium. D'autre part, on assiste à une réduction de mobilité des porteurs libres due à l'augmentation du nombre de défauts (généralement ensemble de lacunes ou associations lacunes - impuretés puisqu'à température ambiante les défauts primaires sont très mobiles) ; cette perturbation du réseau va contribuer à une diminution du temps de relaxation sur les défauts donc de la mobilité. Ces deux phénomènes subsistent dans le cas d'une jonction polarisée en direct puisqu'on va assister d'une part à une diminution de concentration de majoritaires, d'autre part la réduction de mobilité va affecter notamment le coefficient de diffusion. Toutefois, ces deux effets resteront marginaux car le facteur prépondérant résultant de l'analyse des paramètres définissant la caractéristique d'une jonction en direct va être la dégradation de la durée de vie. L'intéraction neutron-silicium aboutit, nous l'avons vu, à la formation de défauts complexes ([45], [30], [16]) qui va se traduire par un "spectre" très large des niveaux introduits dans la bande interdite, qui s'étend des niveaux voisins des limites de bandes aux niveaux profonds. On peut admettre d'une manière non exhaustive que l'existence de deux niveaux est indiscutable.

-Le niveau E_C - 0.16 eV correspondant à l'association lacune-oxygène [3] qui se retrouve comme effet de toutes les irradiations particulaires [30]. Ce niveau accepteur possède deux états de charge (neutre ou négatif) selon la position du niveau de Fermi.

-Le niveau défini approximativement par E_C - 0.38 eV ou E_C - 0.50 eV correspondant à l'association lacune phosphore également retrouvé dans d'autres types d'irradiation particulaires électrons ou protons.

L'expérimentation permettant d'obtenir ces niveaux utilise généralement les mesures d'effet HALL qui fournit la concentration des porteurs libres ; toutefois, cette méthode ne permet pas une résolution importante des niveaux d'énergie, ce qui conduit à une grande incertitude.

D'autres niveaux d'énergie peuvent être introduits correspondant à l'association lacune-lacune, interstice-oxygène ou d'autres types d'associations dans le matériau. En fait, comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.2 ce sont les centres les plus proches du milieu de la bande interdite qui seront les plus efficaces pour dégrader la durée de vie. La présence de plusieurs centres introduits simultanément par l'irradiation nous oblige à définir la durée de vie correspondante à chacun des centres. Le traitement rigoureux du problème prenant en compte plusieurs types de centres monovalents est très long. En faisant les hypothèses couramment admises que les centres sont indépendants et en faible concentration, on peut admettre [31] que les vitesses de recombinaison relatives à chaque type s'ajoutent. On a alors :

$$U = \sum_i Ui \qquad \text{(I-24)}$$

D'où l'on déduit d'après la définition de la durée de vie

$$\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau i} \qquad \text{(I-25)}$$

On peut également admettre que les défauts créant des centres de recombinaison uniformément répartis dans le volume du silicium, leur nombre est proportionnel à la dose d'irradiation.

On a alors si la densité de centres créés est faible devant la densité de porteurs majoritaires (ce qui implique que le niveau de Fermi reste invariant après irradiation).

$$\frac{1}{\tau} = K_\tau \, \phi \qquad \text{(I-26)}$$

ϕ = flux de particules / cm^2

La constante K_τ représente d'après la relation (I-30) le produit de σ_D section efficace de créations de défauts par N_A, le nombre d'atomes de silicium ($5\ 10^{22}$ at.cm^{-3}). Elle dépend également du niveau d'injection.

On voit donc que la principale conséquence de l'irradiation particulaire sur des dispositifs à porteurs minoritaires va être d'affecter la durée de vie donc pour le problème qui nous concerne de dégrader la caractéristique directe de la jonction. En réalité, on peut montrer expérimentalement que du fait même de la nature des défauts complexes introduits par irradiation, des phénomènes de guérison vont faire évoluer la durée de vie soit partiellement soit complètement vers son état initial [30]. Il faut signaler que de tels phénomènes sont assez mal maîtrisés puisque les caractéristiques initiales du matériau jouent un rôle important de même que les conditions d'environnement. Pour ce dernier point des expérimentations montrent que la majorité des défauts peuvent être activés par des recuits à 100-200°C.

La fluctuation de durée de vie au cours du temps, caractéristique des défauts introduits par l'irradiation particulaire illustre d'une manière très claire la différence de nature entre de tels défauts complexes et les défauts introduits par exemple à l'aide d'impuretés métallique (or, argent, cuivre, ...). Cette remarque met en évidence le fait qu'il n'est pas réaliste de vouloir contrôler une durée de vie par des irradiations.

La démarche que nous avons utilisée, conformément aux effets que nous venons de décrire, pour minimiser les dérives sous irradiation sur la partie directe du dispositif, consiste à contrôler la durée de vie d'une manière stable, c'est-à-dire à l'aide d'une diffusion d'impureté métallique qui sera une diffusion d'or dans notre cas.

Il faut signaler que parallèlement à l'effet de dégradation de durée de vie qui est quantitativement prépondérant pour la définition de la tension directe, subsiste la dégradation de résistivité analysée au paragraphe I.3.5.

I-4- Propriétés de la diffusion d'or dans le silicium -

Dans ce paragraphe, on fait le bilan des connaissances sur d'une part, les effets de l'or sur les propriétés électriques (résistivité, durée de vie) et d'autre part, sur le processus de diffusion lui-même. Cette synthèse des propriétés de l'or en vue de contrôler le fonctionnement de notre dispositif sous irradiation est primordiale pour envisager les phases de fabrication avec le maximum de fiabilité. Il faut noter que l'intérêt pour la diffusion d'or a considérablement décru ces dernières années avec l'apparition massive des composants unipolaires, ce qui explique qu'en général les données que l'on trouve sont relativement anciennes.

I.4.1 - *Effets sur les propriétés électriques* -

De nombreux auteurs utilisant des méthodes expérimentales variées [16],[32],[34] s'accordent pour attribuer à l'or deux niveaux dans la bande interdite :

- un niveau accepteur en $E_C - 0,54$ eV (E_A)
- un niveau donneur en $E_V + 0,35$ eV (E_D)

La résolution de l'équation de neutralité à l'équilibre thermique montre que les atomes d'or ont 3 états de charge possible selon la position du niveau de Fermi

- négatif si $E_F > E_A$
- neutre si $E_D < E_F < E_A$
- positif si $E_F < E_D$

La connaissance de l'état de charge des atomes d'or est fondamentale puisqu'elle va conditionner le mécanisme de recombinaison donc la durée de vie des minoritaires (dans les conditions de faible injection, on sait que d'une part le niveau de Fermi n'a plus d'existence propre mais que d'autre part le quasi niveau de Fermi des majoritaires est peu influencé par l'injection, ce qui permet de raisonner avec les considérations précédentes).

C'est en fait le rapport $[Au]/N_D$ qui va conditionner d'une manière prépondérante le comportement d'une jonction dopée. Dans le cas d'un cristal de type N dont la concentration d'impuretés est N_D, la cinétique de la recombinaison peut s'envisager comme suit [16].

1. - si $[Au]/N_D < 1$ (sous compensation) on montre que les atomes d'or sont négatifs. Lorsqu'un trou est injecté dans la région N, il est capturé par un centre négatif qui devient alors neutre. L'atome d'or neutre capture alors un électron retournant dans son état de charge négative initial. La durée de vie est alors entièrement gouvernée par le niveau accepteur. Sa valeur est donnée par :

$$\tau_p = \frac{1}{CpA.[Au]} \qquad (I-27)$$

CpA = coefficient de capture du centre accepteur

2. - si $[AU]/N_D > 1$ (sur compensation) une grande partie des atomes d'or étant dans l'état de charge O, les trous injectés vont se fixer soit sur les atomes d'or négatifs, soit sur les atomes d'or neutres agissant comme donneurs. De plus, les atomes d'or neutres vont agir comme accepteurs, vis-à-vis des électrons en excès. La complexité des mécanismes mis en jeu va se traduire par un allongement de la durée de vie [16] qui devient une durée de vie de piégeage, celle-ci dépendant alors des coefficients de capture des deux niveaux de recombinaison.

Parallèlement aux effets sur la durée de vie, l'introduction d'or va avoir pour conséquence une augmentation de résistivité que l'on peut déduire de la résolution de l'équation de neutralité. Dans le cas d'un cristal initialement de type N, on peut montrer [3] que le niveau de Fermi se déplace vers le centre de la bande interdite lorsque la concentration en or augmente ; il peut même arriver que, la concentration d'atomes d'or étant supérieure à la concentration d'atomes donneurs initiaux, le niveau de Fermi occupe une position dans la demi-bande inférieure (le cristal a alors changé de type). Cette considération est importante pour se fixer une limite supérieure de la diffusion d'or. Pour ce qui est du profil de diffusion de l'or, de nombreuses mesures ont mis en évidence une remontée de [Au] près des surfaces et dans les zones très dopées.

I.4.2 - Mécanisme et paramètres de diffusion -

Il est acquis depuis [33] que l'or diffuse rapidement le long des insterstices et occupe les lacunes [35]. Deux paramètres sont prépondérants pour définir le mécanisme de diffusion : d'une part, la température qui fixe la valeur du coefficient de diffusion, d'autre part, la durée de la diffusion. Ce dernier paramètre intervient dans le transport des atomes d'or dans le réseau cristallin lui-même. En effet, on admet d'une part que la solubilité substitutionnelle de l'or est supérieure à la solubilité interstitielle et d'autre part que les atomes substitutionnels tendent à diffuser plus lentement que les atomes interstitiels (en réalité, il y a une réaction équilibrée $Au_{substitutionnel} \rightleftarrows Au_{interstitiel}$ + lacune). Ces considérations montrent que le mécanisme de diffusion de l'or au travers du site cristallin est un processus assez complexe. En particulier, la quantité d'or effectivement introduite dans le cristal va être dépendante de l'état du réseau en particulier du nombre de lacunes présentes initialement dans le matériau qui est fonction de sa résistivité et du traitement thermique qu'il a subi. On peut voir sur la figure suivante l'évolution de la solubilité en fonction du temps.

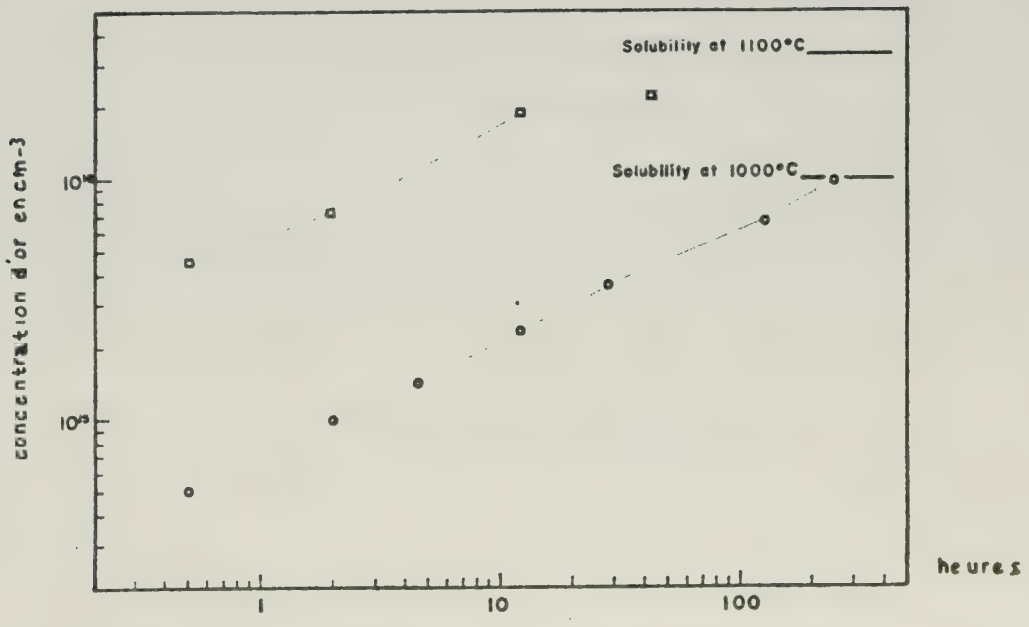


Figure I-6 - Evolution de la concentration d'or en fonction de la durée de la diffusion [33]

Le schéma précédent donné à titre indicatif montre que la concentration d'or évolue en fonction du temps par l'intermédiaire d'un mécanisme de saturation progressive des sites lacunaires. On peut noter que la solubilité limite obtenue après plusieurs centaines d'heures n'est pas caractéristique du silicium puisqu'elle dépend en particulier de la concentration d'impureté initialement présente.

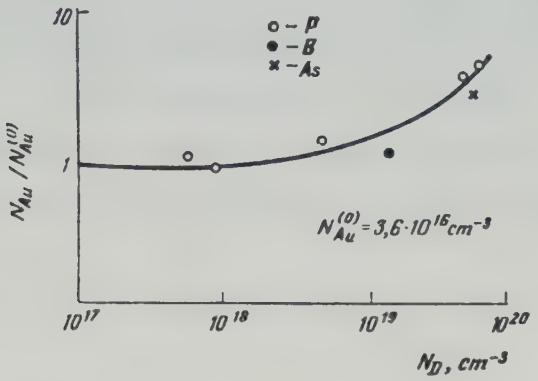


Figure I-7 - Solubilité maximale de l'or en fonction de la concentration d'atomes donneurs [36]

L'ensemble des données ci-dessus ne constitue pas une étude à proprement parler de la diffusion d'or ni même une revue des différents travaux consacrés à ce sujet. Nous avons simplement voulu montrer par quels mécanismes vont jouer les paramètres de la diffusion (température et durée). Il faut signaler qu'en pratique l'ensemble de ces données aboutissent à des règles empiriques de fabrication qui n'assurent pas toujours une excellente reproductibilité.

I.4.3 - *Caractérisation électrique de la diffusion Or* -

Dans la mesure où les dispositifs dont nous disposons sont assez mal adaptés à des mesures directes de concentration d'or (effet HALL, photoconductivité, etc...), il nous a semblé utile de définir des méthodes électriques susceptibles de l'approcher avec une bonne précision. Bien que de telles méthodes soient beaucoup moins faciles à interpréter que des méthodes directes du fait qu'elles intègrent un nombre important de paramètres outre ceux affectés par l'or, elles sont beaucoup plus utiles puisque mettant en évidence directement les paramètres électriques affectés. D'une manière non exhaustive, nous nous sommes attachés à deux paramètres : d'une part, la durée de vie, d'autre part le courant de fuite en inverse.

I.4.3.1. - Caractérisation par la durée de vie

Celle-ci peut se justifier à l'aide des considérations du paragraphe I.4.1. En particulier, la relation (I-27) montre qu'il est possible d'avoir accès directement à la concentration d'or par la mesure de la durée de vie à faible injection. Il faut alors vérifier les conditions de sous-compensation qui valident (I-27) et les conditions de faible injection (par. I.1.2). On voit ainsi que cette méthode ne peut s'appliquer que si on connaît par avance un ordre de grandeur de la concentration d'Or (d'après la température de diffusion [37]) et du matériau de départ. D'autre part, un point important provient de la connaissance précise de la section efficace de capture du niveau accepteur σpA (cas silicium N). Nous reportons dans le tableau ci-après quelques résultats de la littérature.

Origine	[16]	[38]	[33]	déduit de [34]	[36]
σpA en cm^2 à 300° K	10^{-15}	5.10^{-15}	10^{-14}	$1.8\ 10^{-14}$	$1.4\ 10^{-14}$

Ces quelques valeurs montrent une importante dispersion des valeurs due aux différentes méthodes mises en oeuvre. Par contre, les dernières valeurs, chronologiquement parlant, semblent les plus fiables du fait que leur introduction dans des modèles concordent bien avec les mesures [39]. Cette dispersion des valeurs de section efficace de capture que nous limitons ici au cas de la capture attractive des trous par des atomes d'or négatifs est vraisemblablement une illustration de la difficulté de définir d'une manière précise dans le cas réel la configuration des atomes d'or agissant comme centres de capture. Il est certain en effet que cette section efficace (qui représente pour un type d'interaction donnée la surface à l'intérieur de laquelle il y a capture effective) dépend de la position des atomes d'or soit en position interstitielle en position substitutionnelle ; d'autre part, la valeur de cpA introduit dans (I-27) représente en fait la valeur moyenne des termes $cp(E) = \sigma p(E) \cdot vp(E)$ pour l'ensemble de la population de la bande de conduction [3].

I.4.3.2 - Caractérisation par mesure de courant inverse

Si nous nous plaçons dans le cas d'une jonction polarisée en inverse dans des conditions éloignées de l'avalanche, les concentrations de minoritaires étant faibles devant la concentration intrinsèque ni l'expression (I-6) devient :

$$U = \frac{N_R \cdot Cn \cdot Cp \cdot ni}{Cn \exp \frac{E_R - E_i}{kT} + Cp \exp \frac{E_i - E_R}{kT}} \qquad (I-28)$$

Considérant $E_i \simeq E_R$, $\tau p = \frac{1}{Cp\ N_R}$ et $\tau n = \frac{1}{Cn\ N_R}$

on obtient $$U = \frac{ni}{\tau n + \tau p} \simeq \frac{ni}{\tau p} \cdot \frac{1}{1+\frac{\sigma p}{\sigma n}} \qquad (I-29)$$

avec $$\frac{\sigma p}{\sigma n} \simeq 0.28 \quad [3]$$

Le courant de génération a alors pour valeur :

$$I_{gen} = a \int_{\text{volume } Z_{CE}} Uv \, d\tau = \frac{q\ ni\ wS}{\tau p} \qquad (I-30)$$

Cette expression montre que la mesure du courant inverse permet d'avoir accès directement à la durée de vie moyennant la connaissance des caractéristiques de la jonction donc au dopage Or d'après le paragraphe précédent.

II-RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR DEUX TECHNOLOGIES : MISE EN EVIDENCE DES EFFETS DE LA DIFFUSION D'OR -

D'après ce qui a été décrit dans la partie théorique, il est clair que la difficulté subsiste de relier d'une manière précise la dégradation de la tension directe de la diode de compensation en température et de son coefficient de température au paramètre qui semble le plus sensible, c'est-à-dire la durée de vie. Or si d'une part, la dégradation doit être maintenue dans des limites étroites, d'autre part la diffusion d'or capable vraisemblablement de réaliser cet objectif est plutôt mal maîtrisée et c'est par un contrôle de la durée de vie par l'or au départ que l'on minimise l'effet de l'irradiation.

En outre, compte tenu du mécanisme de diffusion, il est sûr que la technologie de réalisation de la diode notamment résistivité et processus joue un rôle important. Notre démarche a donc été d'effectuer une étudesystématique de la diffusion d'Or et d'en tirer des conclusions pour ce qui est de la dégradation neutronique. Les technologies étudiées sont les suivantes :

1. une technologie réalisée à partir de silicium épitaxial N/N+
2. une technologie réalisée à partir de silicium homogène N

II.1-Description des technologies étudiées -

On a reporté sur les figures I.9 et I.10 les paramètres concernant les deux technologies étudiés. La configuration finale des 2 jonctions est donnée sur la figure I.8. On peut y noter que les 2 jonctions sont réalisées à l'aide du procédé EPI-Z qui se caractérise par la croissance épitaxiale de la zone P+ (voir par. II-1 de la première partie). La dénomination des deux technologies sera par la suite technologie EPITAXIE (matériau de départ silicium épitaxial N/N+) et technologie HOMOGENE (matériau de départ silicium N homogène).

DIODES ZENER POUR IRRADIATION NEUTRONIQUE

ETUDE DES DIRECTS SUR SILICIUM HOMOGENE

Paramètres technologiques

- Plaquettes : Homogènes type N, dopant phosphore, épaisseur 450µm.
- Résistivité : 17 - 18 mΩ
- Concentration : 1,5 10^{18} At/cm^3
- Diffusion : N^+ 2 faces e = 15µm
  Cs = 10^{21} At/cm^3
- Décapage : 1 face PMC e = 210µm
- Oxydation : 13000 Å
- Ouverture d'oxyde pour épitaxie : carré de 226 x 226µm
- Epitaxie P^+ Cs : 10^{20} At/cm^3
- Diffusion : 1h à 1150°c xj = 1,8µm
- Retrait du N^+ face AR par décapage
- Diffusion or face AR (Rondelle n° 2 1h à 950°c
  (" n° 5 1h à 1050°c
  (" n° 7 1h à 1100°c
  (" n° 13 pas de diffusion
- Contact coté épitaxie Au - Ni - Ni électroless
  " face AR Ni électroless
- Découpe des rondelles pas de 400µm
- Montage , stabilisation et tri des diodes.

PARAMETRES DE LA TECHNOLOGIE HOMOGENE

FIGURE III_9

DIODES ZENER POUR IRRADIATION NEUTRONIQUE
ETUDE DES DIRECTS SUR SILICIUM EPITAXIAL

PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

. Plaquettes : Epitaxiales N/N+. Epaisseur de couche de dépot 30µm ± 10%

. Résistivité : Substrat 10 mΩ - 20 mΩ
Couche épitaxiale 2,7 - 3,3Ω

. Concentration : Couche épitaxiale $1,5\ 10^{15}$ At/cm^3

. Epaisseur totale des plaquettes : 210 µm environ

. Oxydation : 13.000 Å

. Ouverture d'oxyde pour épitaxie : Carré de 226 x 226 µm

. Epitaxie P+ : Cs = 10^{20} At/cm^3

. Diffusion : 12H à 1150°c
\+ 5H à 1200°c

. Epaisseur du parent après diffusion : 10 µm ± 2 mesuré sur biseau

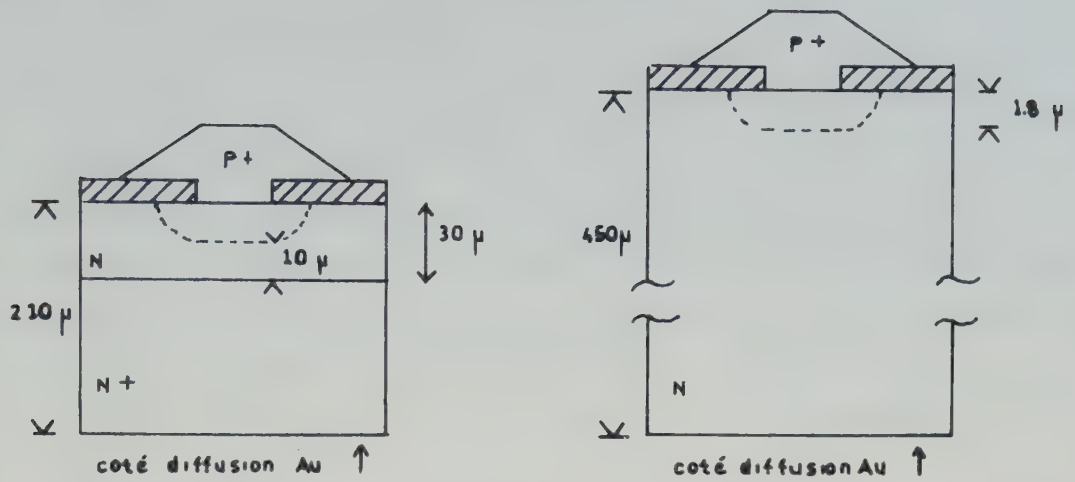
. Diffusion Au : Rd n° 2 950°c/1H
n° 3 900°c/1H
n° 4 850°c/1H
n°12 pas de dopage

. Contacts côté épitaxie : Au - Ni - Ni electroless
" face arrière : Nickel electroless

. Découpe des rondelles pas de 400 µm

. Montage, stabilisation et tri des diodes

PARAMETRES DE LA TECHNOLOGIE EPITAXIE



a) EPITAXIE b) HOMOGENE

Figure I-8 - Caractérisation technologique des jonctions de compensation en température

Les différences essentielles des deux technologies sont les suivantes :

- matériau de départ : silicium épitaxial N/N+ et silicium homogène, résistivité de la partie active (environ 3 Ω pour la technologie EPITAXIE et 17 mΩ pour la technologie HOMOGENE)

- procédé de fabrication notamment durée de diffusion : 12h à 1150°C +5h à 1200°C (EPITAXIE) et 1h à 1150°C (HOMOGENE), ce qui confère aux jonctions des profondeurs très différentes (voir fig. I-8)

- pour la diffusion d'Or effectuée face arrière les distances de migration des atomes d'Or vers la partie active sont différentes (dans des matériaux différents) soit environ 200 µ pour la technologie EPITAXIE et 450 µ pour la technologie HOMOGENE.

La réalisation de la diffusion d'Or a été mis en oeuvre grâce à la technique de l'eutectique Or-Si qui donne des résultats beaucoup plus reproductibles que la diffusion directe. Pour chaque technologie, 3 diffusions d'Or ont été réalisées tandis qu'un lot témoin sans Or a été sauvegardé. Les températures ont été fixées arbitrairement en observant la dégradation des caractéristiques directes des jonctions dopées Or.

La température limite dans chaque cas a été choisie de la manière suivante. La tension directe a été mesurée à 7.5 mA (soit en régime de faible injection) qui correspond au point de fonctionnement nominal. Une décroissance de cette tension est observée lorsque l'on fait croître la température de diffusion (à durée de diffusion donnée) ; ceci peut s'interpréter par un mécanisme de réduction de durée de vie. Toutefois, il existe une température limite pour laquelle la variation de tension observée s'inverse. C'est autour de cette température que les différentes température de dopage à l'or ont été choisies. Ceci est illustré par la figure I-11 dans laquelle on a reporté des points correspondants à différentes températures de diffusion Or, la durée de chaque diffusion a été choisie constante et égale à 1 heure.

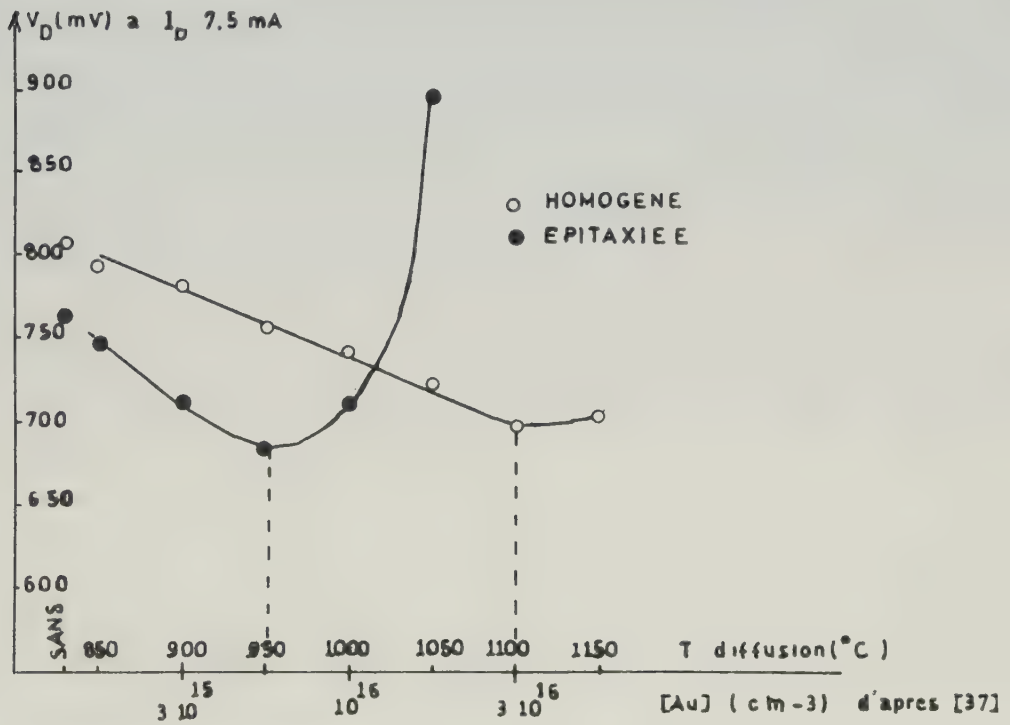


Figure I-11 - Evolution de la tension directe en fonction de la température de diffusion d'Or et ordre de grandeur de la concentration correspondante

L'interprétation qualitative des phénomènes observés pour la technologie EPITAXIE peut se faire à l'aide des considérations du paragraphe I-1. En effet, le niveau de courant auquel ont été faites les mesures montre, d'après la pente de la caractéristique directe, que l'on est en régime de faible injection. C'est donc en partie la durée de vie à ce niveau d'injection qui va définir la tension directe.

On constate que lorsqu'on augmente la température de diffusion, c'est-à-dire la concentration d'Or, la tension directe décroît par un mécanisme de réduction de durée de vie (I-27) ; au point (1) T = 950°C, l'ordre de grandeur de la concentration d'or étant proche de celle des majoritaires , on va assister à partir de cette température à une augmentation de la tension directe due à une augmentation de résistivité et de durée de vie du cristal (phénomène de compensation $[AU]/N_D \simeq 1$). Le même raisonnement serait applicable pour la technologie HOMOGENE. L'augmentation de la tension directe au point (2) n'est sans doute pas significative pour conclure à une variation de résistivité ; en effet, le rapport de compensation est alors nettement inférieur à 1. Il faudrait alors faire l'hypothèse que dans cette structure cristalline très dopée, l'augmentation de la durée de vie soit due à la saturation d'un type de sites Au (par exemple [Au] lacunaire), ou que d'autres mécanismes apparaissent en particulier que la structure cristalline ait une influence sur $[Au^-]$. En résumé, les températures limites de diffusion ont été fixées à 950°C pour la technologie EPITAXIE et à 1100°C pour la technologie HOMOGENE. Les autres températures étudiées sont 850°C et 900°C pour la technologie EPITAXIE, 950°C et 1050°C pour la technologie HOMOGENE.

II.2- Caractérisation des technologies avant irradiation neutronique -

II.2.1 - Caractérisation de chaque technologie selon les diverses diffusions d'Or -

II.2.1.1 - Technologie EPITAXIE

L'étude du profil d'impuretés à partir de mesure classique de capacité de jonction sur des dispositifs non dopés montre que celui-ci est du type graduel, la relation capacité-tension inverse étant de la forme $Cj \propto V_R^{-m}$ avec m = 0.32. Ceci confirme d'ailleurs ce qu'on pouvait attendre d'après les caractéristiques technologiques notamment la durée de diffusion élevée.

A - Caractéristique directe -

Sur la figure I-12, on a reporté les caractéristiques directes d'un élément typique de chaque lot montrant clairement l'influence du dopage à l'Or qui se traduit par un relèvement net vers les forts niveaux de courant. On peut d'ailleurs conclure que le dopage Or à 850°C n'a pas perturbé fondamentalement la caractéristique par rapport à celle sans dopage. On note en particulier que subsiste une caractéristique à "2 pentes".

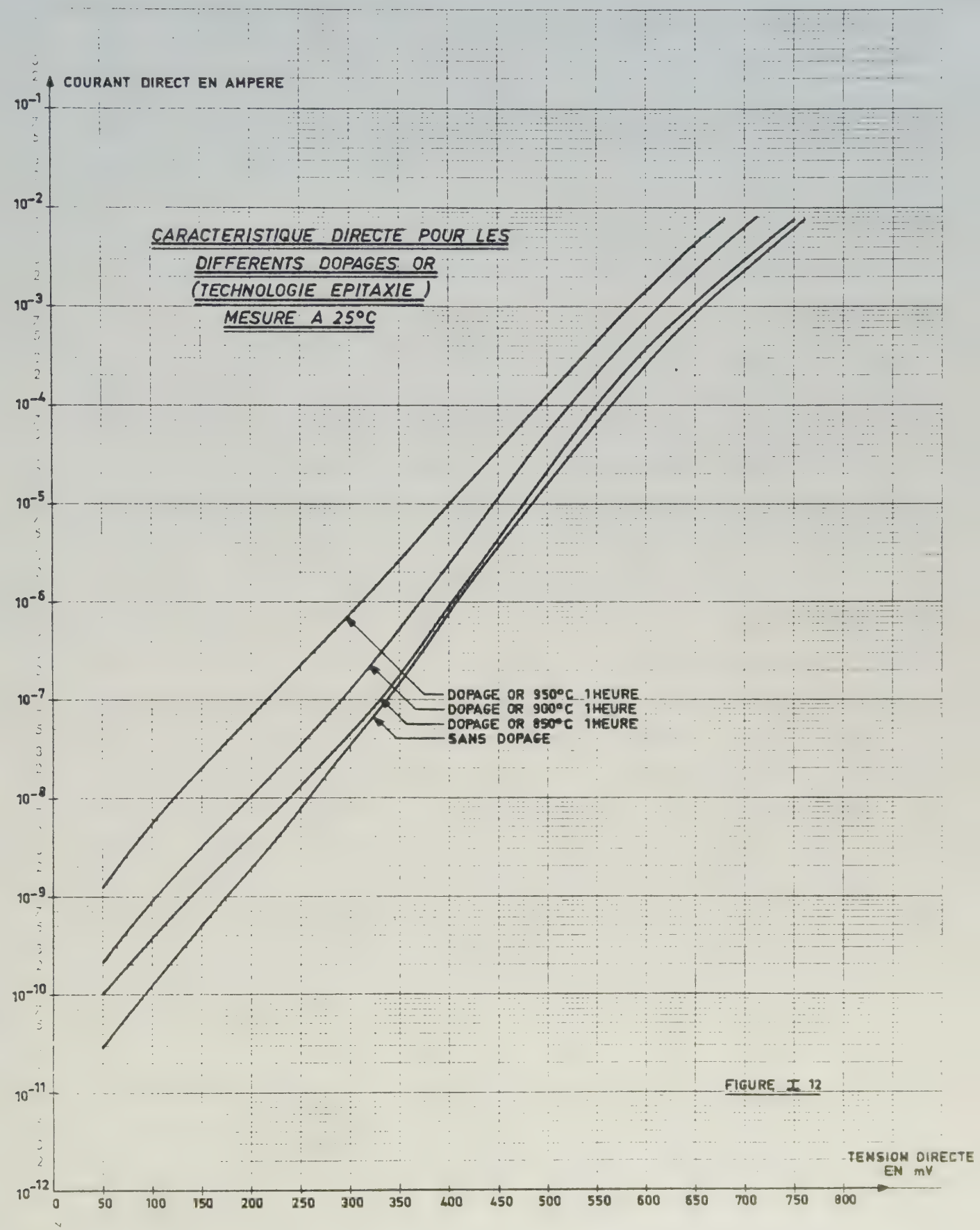

COURANT DIRECT EN AMPERE
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
10^{-11}
10^{-12}
CARACTERISTIQUE DIRECTE POUR LES DIFFERENTS DOPAGES OR (TECHNOLOGIE EPITAXIE) MESURE A 25°C
DOPAGE OR 950°C 1HEURE
DOPAGE OR 900°C 1HEURE
DOPAGE OR 850°C 1HEURE
SANS DOPAGE
0 50 100 150 200 250 300 350 400 450 500 550 600 650 700 750 800
TENSION DIRECTE EN mV

FIGURE I 12

Par contre, les dopages à 900°C et 950°C sont beaucoup plus efficaces, leurs conséquences étant d'une part un fort relèvement du courant à très faible niveau, d'autre part l'apparition d'une caractéristique à une seule pente. En effet, pour la gamme de tension utilisée pour laquelle n'apparaissent pas encore les phénomènes de forte injection, la relation(V_D, I_D) peut se mettre sous la forme :

- pour le dopage 900°C $I_D = 4.5\ 10^{-11} \exp (qV_D/1.42\ kT)$
- pour le dopage 950°C $I_D = 4.2\ 10^{-10} \exp (qV_D/1.56\ kT)$

Les relations précédentes sont obtenues par un ajustement par les moindres carrés, la corrélation étant alors meilleure que 0.999 dans les deux cas. On peut interpréter l'évolution des phénomènes, notamment la valeur de l'exposant n_1, par un mécanisme d'accroissement de la part du courant de recombinaison dans la charge d'espace dans le courant total. Cet accroissement serait le fait d'une augmentation de la vitesse de recombinaison due à l'or. On peut remarquer que la valeur de l'exposant $n_1 = 1.56$ montre que subsiste encore dans le courant total une composante de diffusion ($n_1 < 2$).

On peut noter que l'élément correspondant au dopage à 950°C n'est pas très représentatif de ce lot. En effet, comme le montre la figure I-13 sur laquelle on a reporté 2 éléments extrêmes de ce lot, les dispersions sont assez importantes pour ce lot alors qu'il n'en n'est pas de même pour les 3 autres. La variation (I_D,V_D) est de la forme exp (qV/1.56 kT) pour l'élément n° 1 tandis qu'elle est de la forme exp (qV/1.85 kT) pour l'élément n° 6 montrant dans ce cas là une importance accrue de la recombinaison dans la charge d'espace. La dispersion constatée sur la caractéristique directe pour ces deux éléments est tout à fait typique de ce lot comme nous le montrerons par la suite s'agissant d'autres paramètres.

B - Durée de vie -

L'évolution du temps de recouvrement en fonction de différents I_D, I_R est reportée sur la figure I-14 pour des éléments correspondants à chaque diffusion. Cette mesure standard du temps de recouvrement a été réalisée à l'aide du tiroir TEKTRONIX type S. Les observations permettent les remarques suivantes :

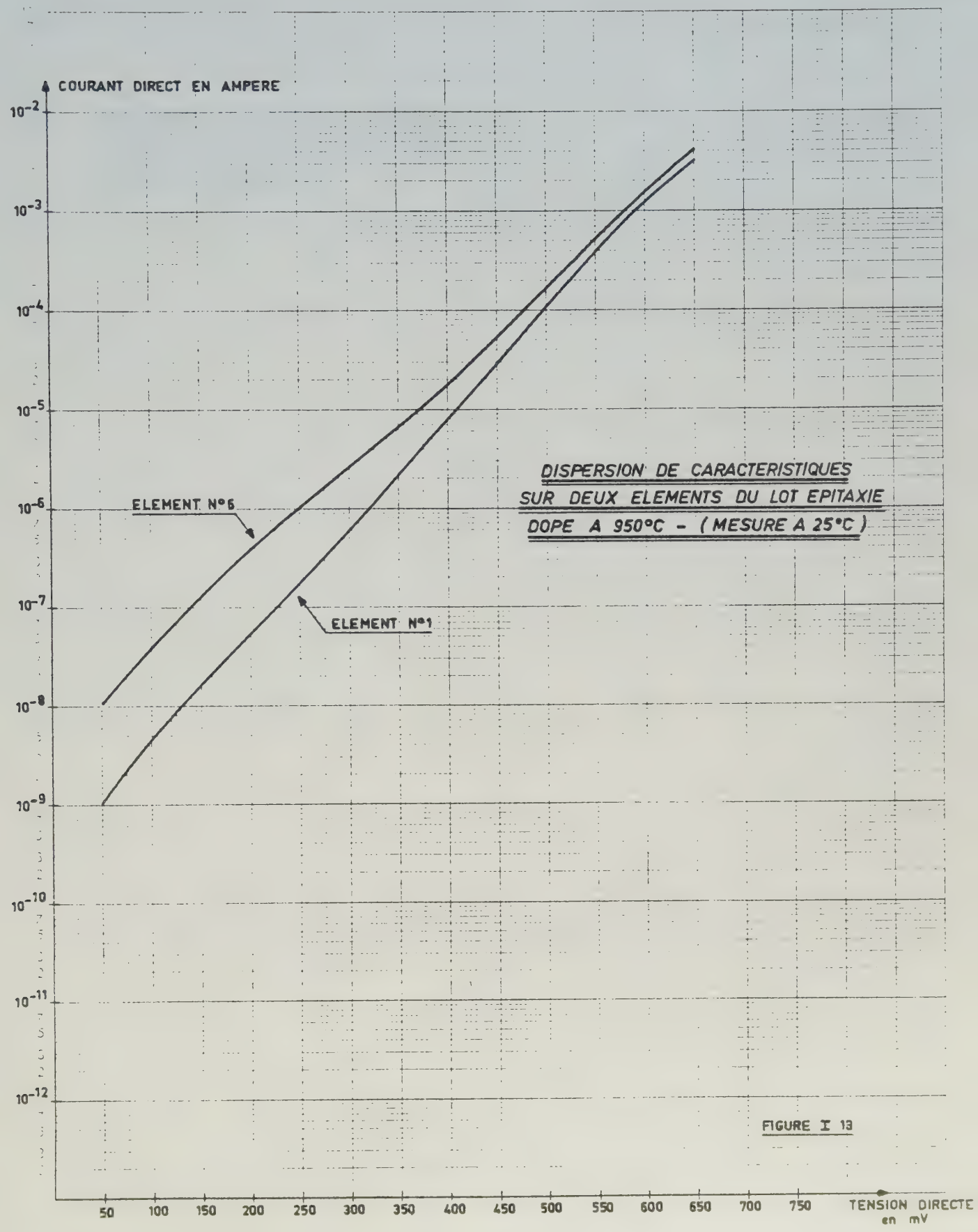

COURANT DIRECT EN AMPERE
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
10^{-11}
10^{-12}
ELEMENT N°6
ELEMENT N°1
DISPERSION DE CARACTERISTIQUES
SUR DEUX ELEMENTS DU LOT EPITAXIE
DOPE A 950°C - (MESURE A 25°C)
50
100
150
200
250
300
350
400
450
500
550
600
650
700
750
TENSION DIRECTE
en mV

FIGURE I 13

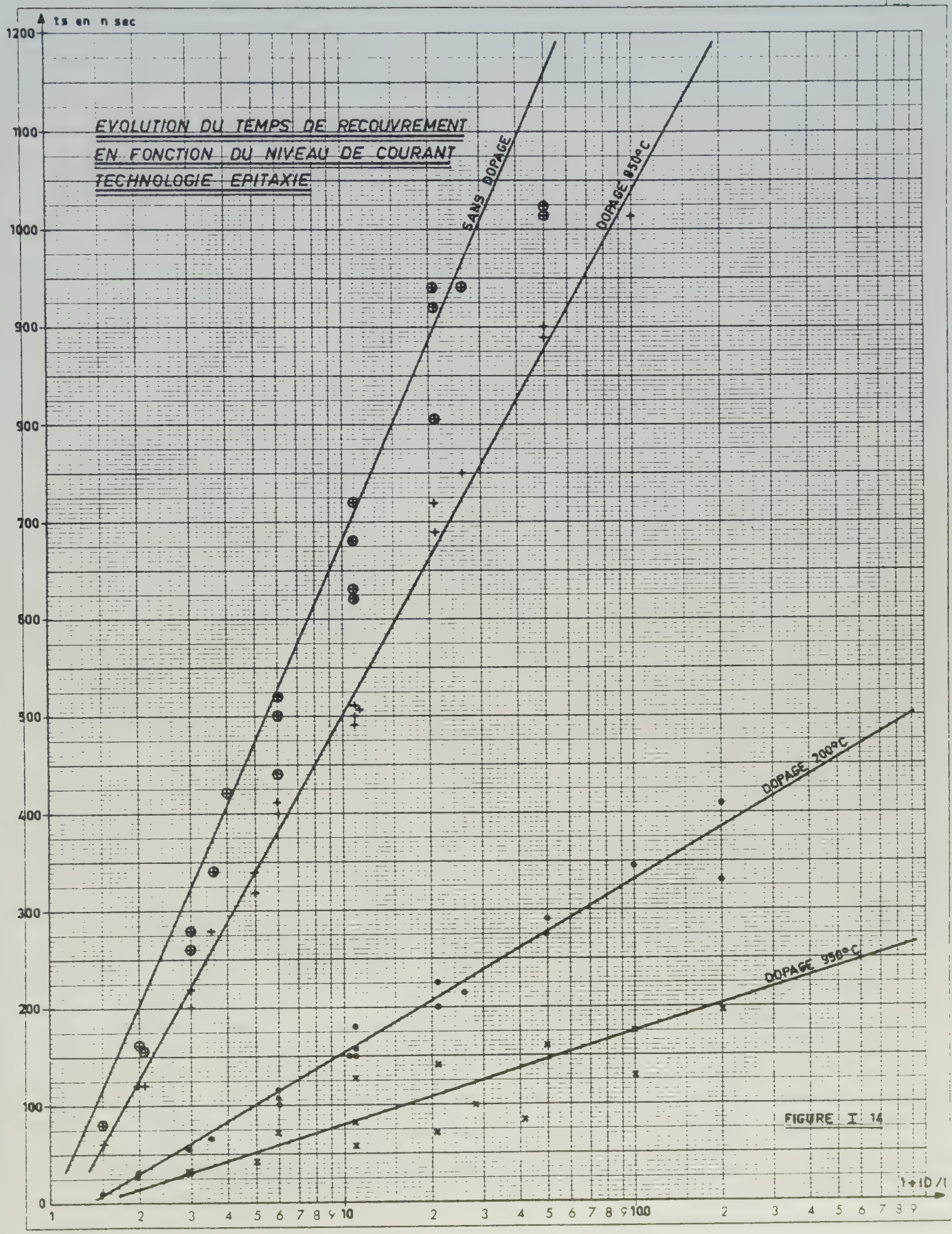


FIGURE I 14

N° 2020

1. - la linéarité de la loi $t_s = f\left[\text{Log}\left(1+\frac{I_D}{I_R}\right)\right]$ est bien respectée pour une large gamme de courant I_D, I_R exceptée pour le lot à 950°C où l'on observe une grande dispersion.

2. - Cette excellente linéarité (corrélation meilleure que 0.99) montre que l'on est bien dans les conditions du paragraphe I.1.4 et qu'alors la durée de vie peut être déduite de la pente de chaque droite représentée (ceci est justifié par les faibles valeurs de capacité de jonction 5pF à OV).

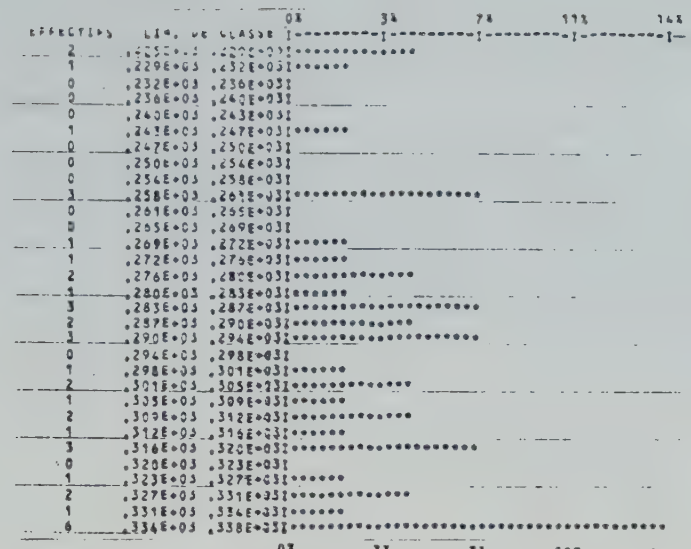
3. - Les écarts à la linéarité sont vraisemblablement dûs à la faiblesse de la durée de vie pour le lot dopé à 950°C, le temps de décharge de la capacité de jonction n'étant plus négligeable. Pour les autres lots, en revanche, la dispersion provient du niveau d'injection qui n'est pas le même selon la valeur de I_D ; la durée de vie n'est alors pas rigoureusement mesurée au même taux d'injection.

Les valeurs des durées de vie correspondant aux éléments de la fig. I-14 sont alors données par le tableau suivant :

	LOT EPITAXIE SANS DOPAGE	LOT EPITAXIE 850°C	LOT EPITAXIE 900°C	LOT EPITAXIE 950°C
Durée de vie τp en ns.	320	260	80	37

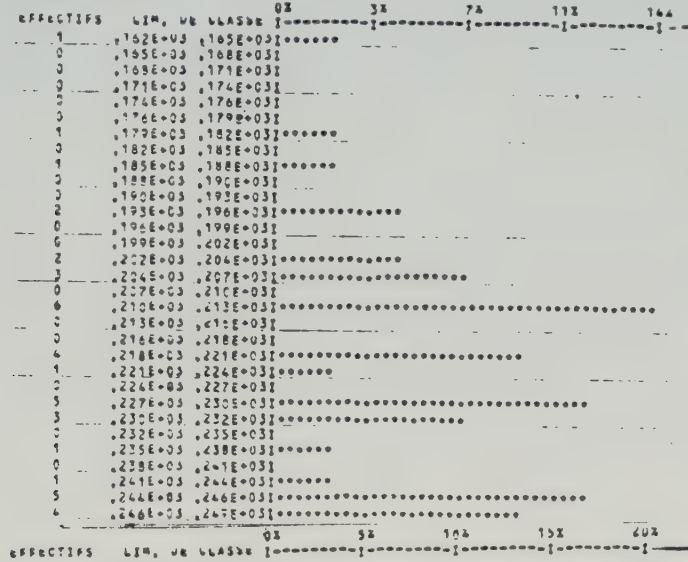
La distribution des durées de vie dans chaque lot est reportée sur la figure I-15. Pour ces mesures, on s'est contenté d'un seul point (pour I_D = 20 mA, I_R = 2 mA) qui permet d'obtenir directement la durée de vie après avoir constaté la bonne linéarité de la loi de variation de la figure I-14 (ce qui est grossier pour le lot à 950°C).

Compte tenu de ces valeurs de durée de vie, on peut déduire approximativement les concentrations d'or correspondantes à chaque dopage (on a déduit en fait cette concentration de la valeur réelle de durée de vie introduit par l'or τ_{AU} tel que $\frac{1}{\tau_{AU}} = \frac{1}{\tau_{\text{mesuré}}} - \frac{1}{\tau_{\text{sans dopage}}}$) en faisant l'hypothèse de sous-compensation d'après la formule I-27.



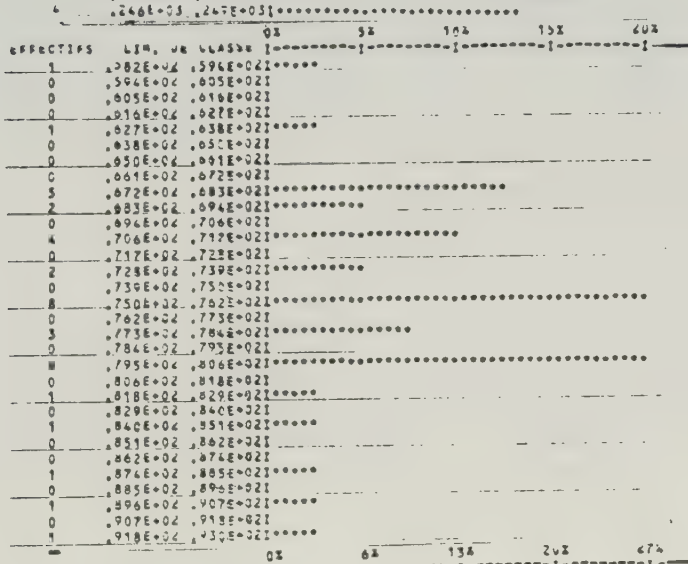
LOT SANS DOPAGE (Rdn°12)

moyenne: 296 nsec
écart type: 31 nsec
population 40 dispositifs



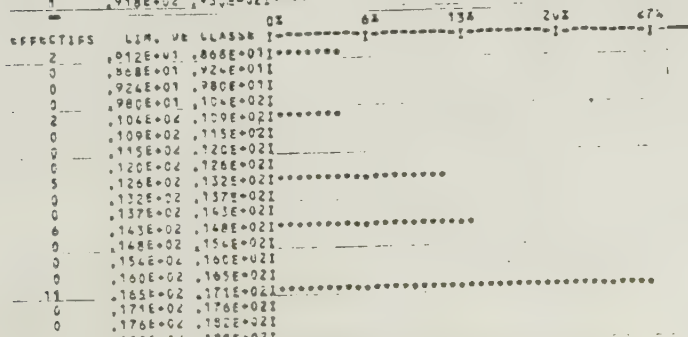
LOT DOPE A 850°C (P1 n°4)

moyenne: 220 nsec
écart type: 20 nsec
population 40 dispositifs



LOT DOPE A 900°C (Rdn°3)

moyenne: 75 nsec
écart type: 7 nsec
population 40 dispositifs



LOT DOPE A 950°C (Rd n°2)

moyenne: 16 nsec
écart type: 3 nsec
population 40 dispositifs

FIGURE I-15

HISTOGRAMME DES DUREES DE VIE

Cette hypothèse peut d'ailleurs se justifier dans la mesure où l'on sait [16] que la durée de vie augmente lorsque $[Au]/N_D > 1$. Dans le tableau ci-dessous, on donne les différentes concentrations d'or compte tenu des valeurs extrêmes connues des sections efficaces de capture du niveau accepteur.

Température de diffusion Or	Section efficace de capture $\sigma_{pA} = 10^{-15}$ cm^2	Section efficace de capture $\sigma_{pA}=1.4\ 10^{-14}$cm^2	Solubilité maximale d'après [37]
850°C	$5.6\ 10^{13}$ cm^{-3}	$4\ 10^{12}$ cm^{-3}	10^{15} cm^{-3}
900°C	$6.2\ 10^{14}$ cm^{-3}	$4.4\ 10^{13}$ cm^{-3}	$3\ 10^{15}$ cm^{-3}
950°C	$2\ 10^{15}$ cm^{-3}	$1.4\ 10^{14}$ cm^{-3}	$6\ 10^{15}$ cm^{-3}

La difficulté essentielle de cette méthode est, on le voit, l'imprécision concernant les sections efficaces de capture. Il faut toutefois, remarquer que la valeur $1.4\ 10^{-14}$ cm^2 étant la plus récente semble la plus proche de la réalité. La valeur des concentrations obtenue par cette méthode montre que dans tous les cas l'hypothèse de sous-compensation est vérifiée. Compte tenu de l'incertitude de mesure de durée de vie pour le lot dopé à 950°C, la concentration d'or pour ce lot est sous-estimée. En prenant pour valeur de durée de vie, la valeur déduite du point I_D = 20 mA et I_R = 2 mA, on obtient une valeur de concentration 3 fois supérieure, soit de l'ordre de 5.10^{14} cm^{-3}. Dans ces conditions, le rapport de compensation a pour valeur 0,33, ce qui pourrait expliquer l'augmentation de durée de vie. Les résultats de [16] montrant que cette évolution de durée de vie apparaît dès que $[Au]/N_D > 0.1$.

C - Evolution du coefficient de température avec le niveau de courant et la température de diffusion d'Or -

Sur la figure I-16 sont reportés les résultats de mesure concernant les variations du coefficient de température en fonction du courant pour les diverses diffusions d'Or.

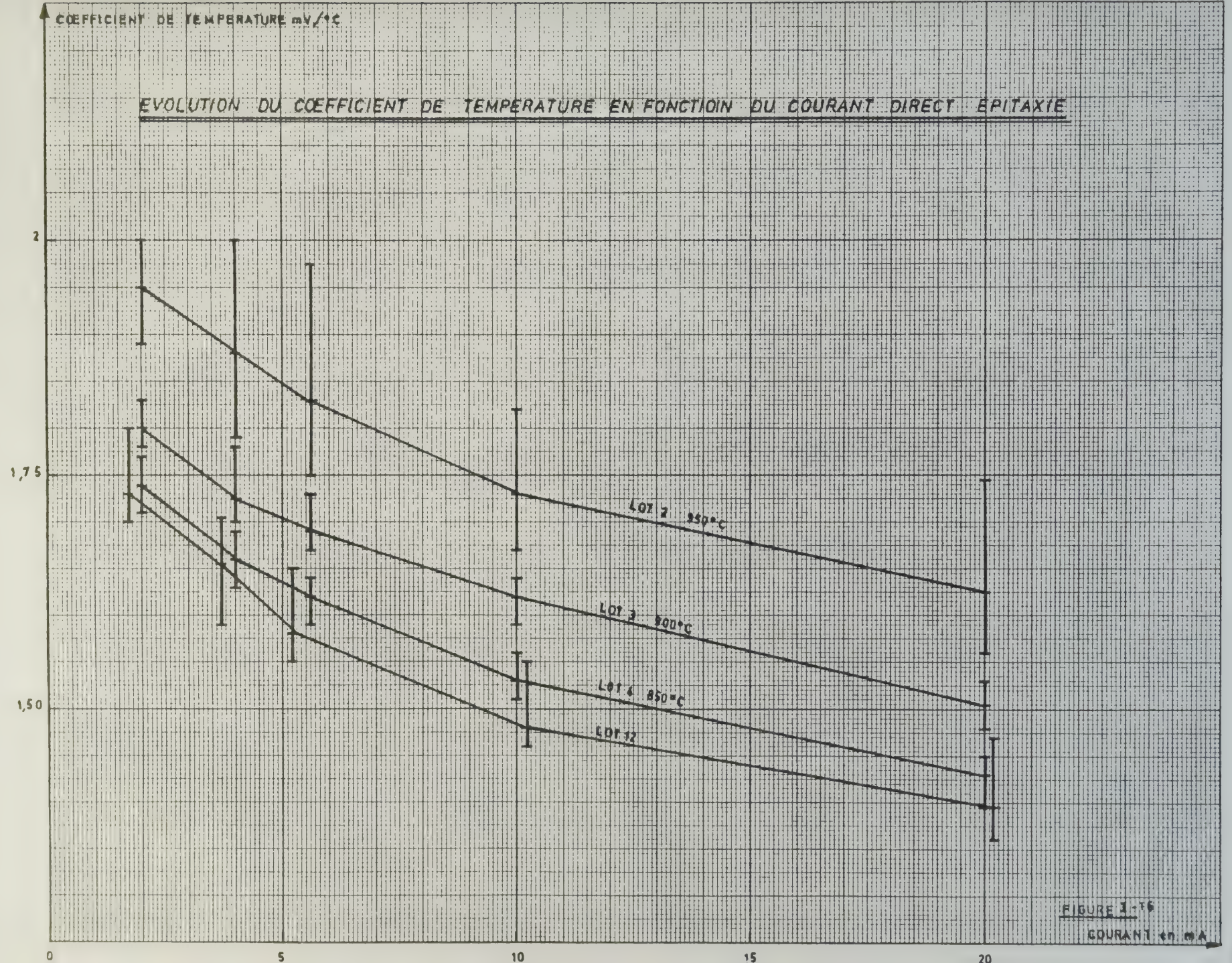

COEFFICIENT DE TEMPERATURE mV/°C
EVOLUTION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE EN FONCTION DU COURANT DIRECT EPITAXIE
2
1,75
1,50
LOT 2 950°C
LOT 3 900°C
LOT 4 850°C
LOT 12
0
5
10
15
20
COURANT en mA

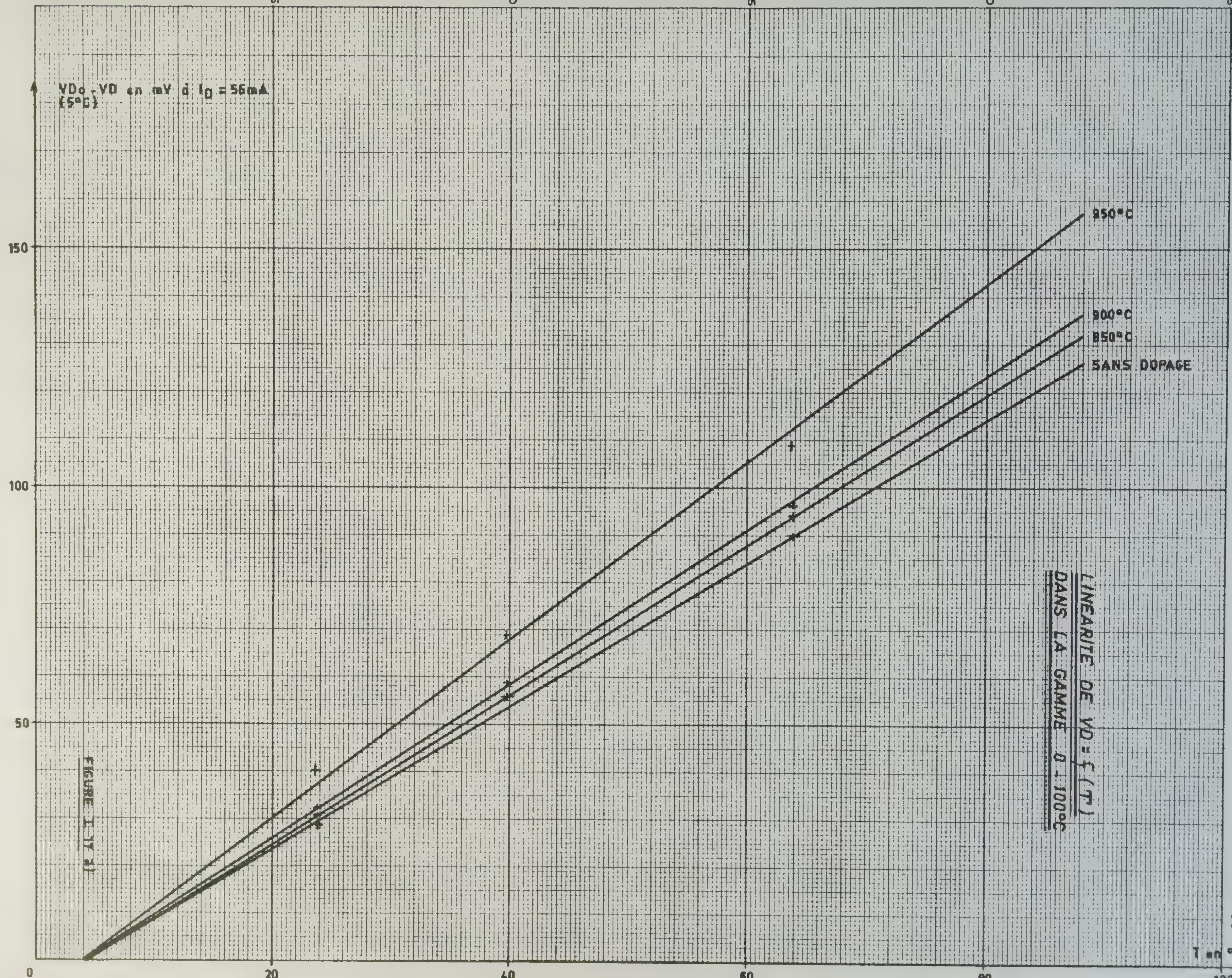
FIGURE 1-T6

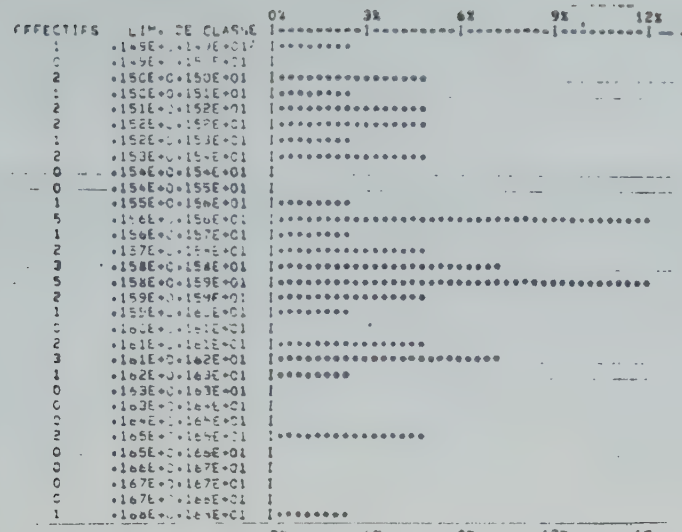
La méthode de mesure utilise alors les mêmes moyens que ceux décrits au paragraphe II.2.2. Cette étude a été menée dans le but de montrer quantitativement l'influence du niveau de courant sur le coefficient de température ceci pour éventuellement contrôler ce paramètre en vue de la compensation en température de la Zener. Ces résultats reportés sur la figure I-16 pour chaque courant représente des mesures sur 5 dispositifs de chaque lot, les coefficients de température en ordonnée représentant les pentes des courbes $V_D(T)$ qui respectent une bonne linéarité dans la gamme considérée (+5°C, +65°C) comme on peut le voir sur la figure I-17a Il faut remarquer sur la figure I-17a que le lot dopé à 950°C semble montrer les dispersions les plus importantes. En fait, l'échantillon de mesure (5 éléments par lot) n'est pas représentatif des dispersions de l'ensemble de la population. On montre ainsi sur la figure I-17b les différents histogrammes de répartition des coefficients de température. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de dispersion pour chaque lot.

	SANS DIFFUSION	DIFFUSION 850°C	DIFFUSION 900°C	DIFFUSION 950°C
Coeff. de température en $mV \cdot °C^{-1}$	1.57	1.62	1.68	1.77
Ecart type en $mV° C^{-1}$	0.04	0.03	0.026	0.036

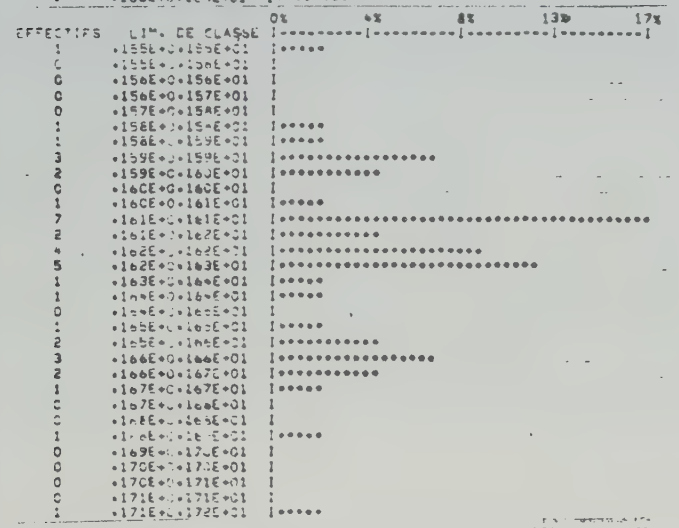
Ces répartitions obtenues, on le rappelle, à partir d'un tri préliminaire des dispositifs montrent qu'il n'apparaît pas de différences fondamentales du point de vue de la dispersion entre chaque population, chacune suivant approximativement une répartition gaussienne. Sur la figure I-18, l'ensemble des résultats représenté montre clairement que la diffusion d'or tend à augmenter sensiblement le coefficient de température.

L'interprétation de cette évolution peut utiliser les résultats du paragraphe I-2 notamment par l'intermédiaire des expressions I-22 et I-23. Celles-ci mettent en effet en évidence de manière empirique la dépendance coefficient de température - tension directe. Lorsque la concentration d'or augmente, la tension directe à niveau de courant donné diminue, les formules précédentes montrent alors qu'à cette diminution de V_{direct} correspond une augmentation du coefficient de température en valeur absolue

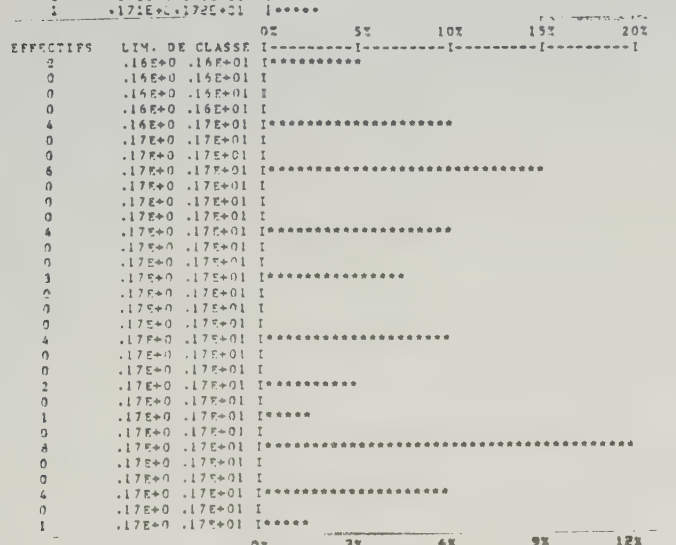

VDo - VD en mV à ID = 56mA
(5°C)
950°C
900°C
850°C
SANS DOPAGE
LINEARITE DE VD = f(T)
DANS LA GAMME 0 - 100°C
FIGURE I 17 a)
T en °C
0
20
40
60
80
100
50
100
150



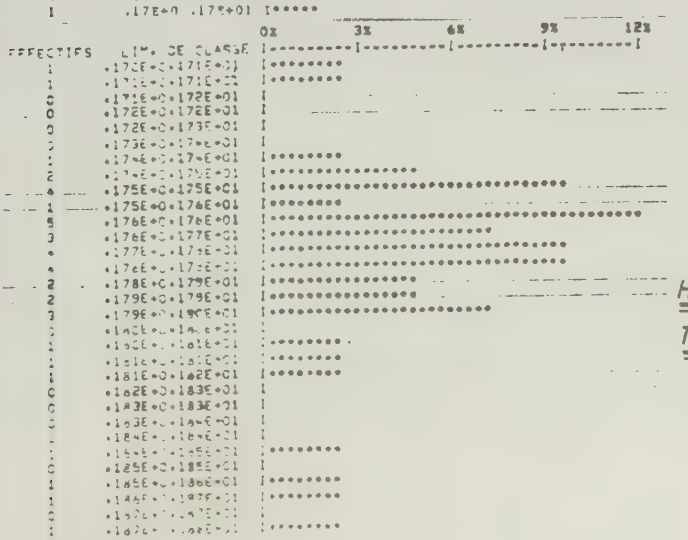
LOT SANS DOPAGE (Rd N°12)
moyenne: 1,57 mV°C⁻¹
écart type: 0.04 mV°C⁻¹
population de 40 dispositifs



LOT DOPE A 850°C (Rd N°4)
moyenne: 1,62 mV°C⁻¹
écart type: 0,03 mV°C⁻¹
population de 40 dispositifs



LOT DOPE A 900°C (Rd N°3)
moyenne: 1,68 mV°C⁻¹
écart type: 0.026
population de 40 dispositifs



LOT DOPE A 950°C (Rd N°2)
moyenne: 1.77 mV°C⁻¹
écart type: 0.03 mV°C⁻¹
population de 40 dispositifs

FIGURE I 17 b)

HISTOGRAMME DES COEFFICIENTS DE TEMPERATURE

DANS LA GAMME +5°, +65°

CŒFFICIENT DE TEMPERATURE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE DIFFUSION DE L'OR

DIODES DIRECTES EPI

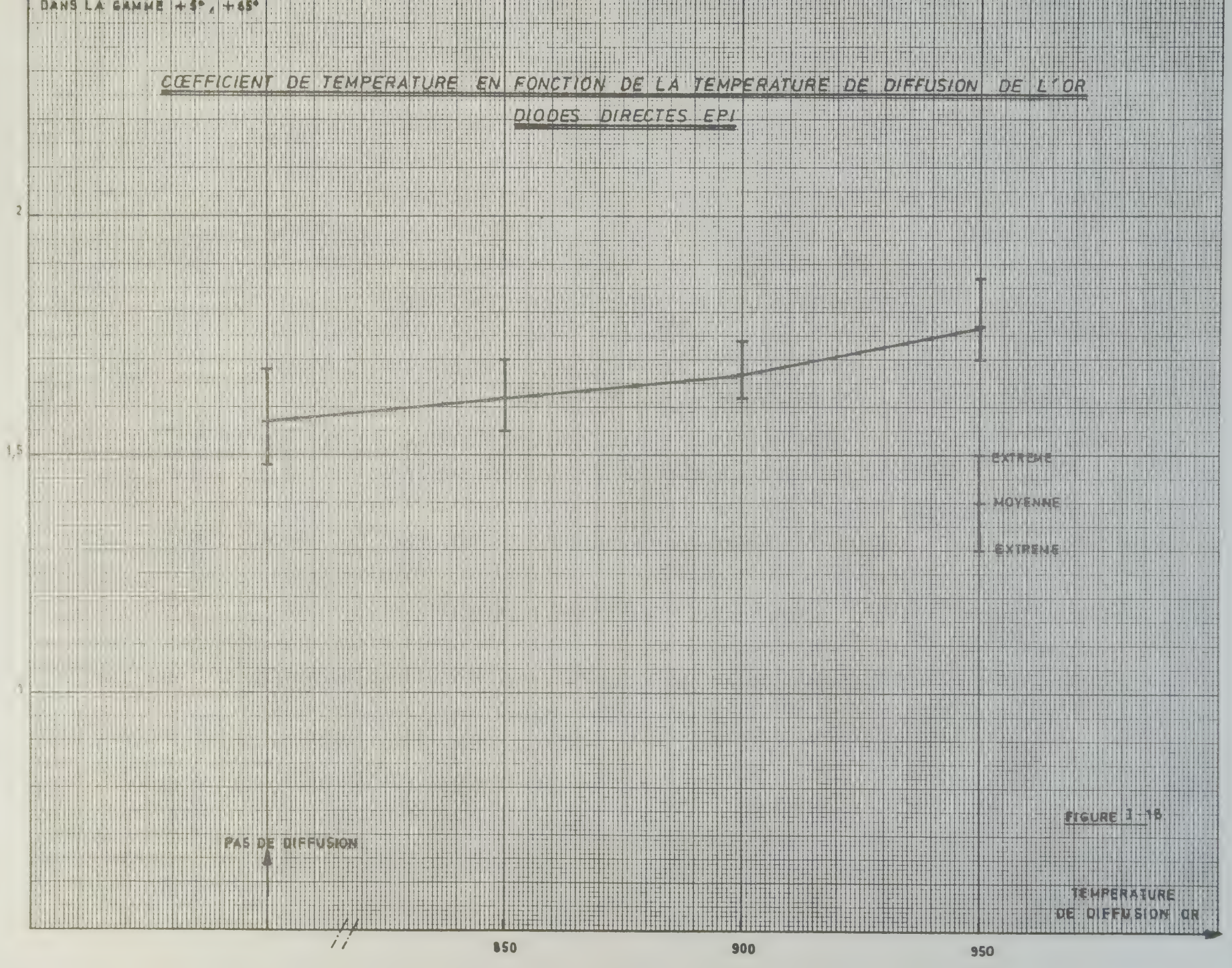


FIGURE I-15

en accord avec les observations. On voit donc que la cause de variation du coefficient de température avec le dopage Or est lié à la diminution de durée de vie.

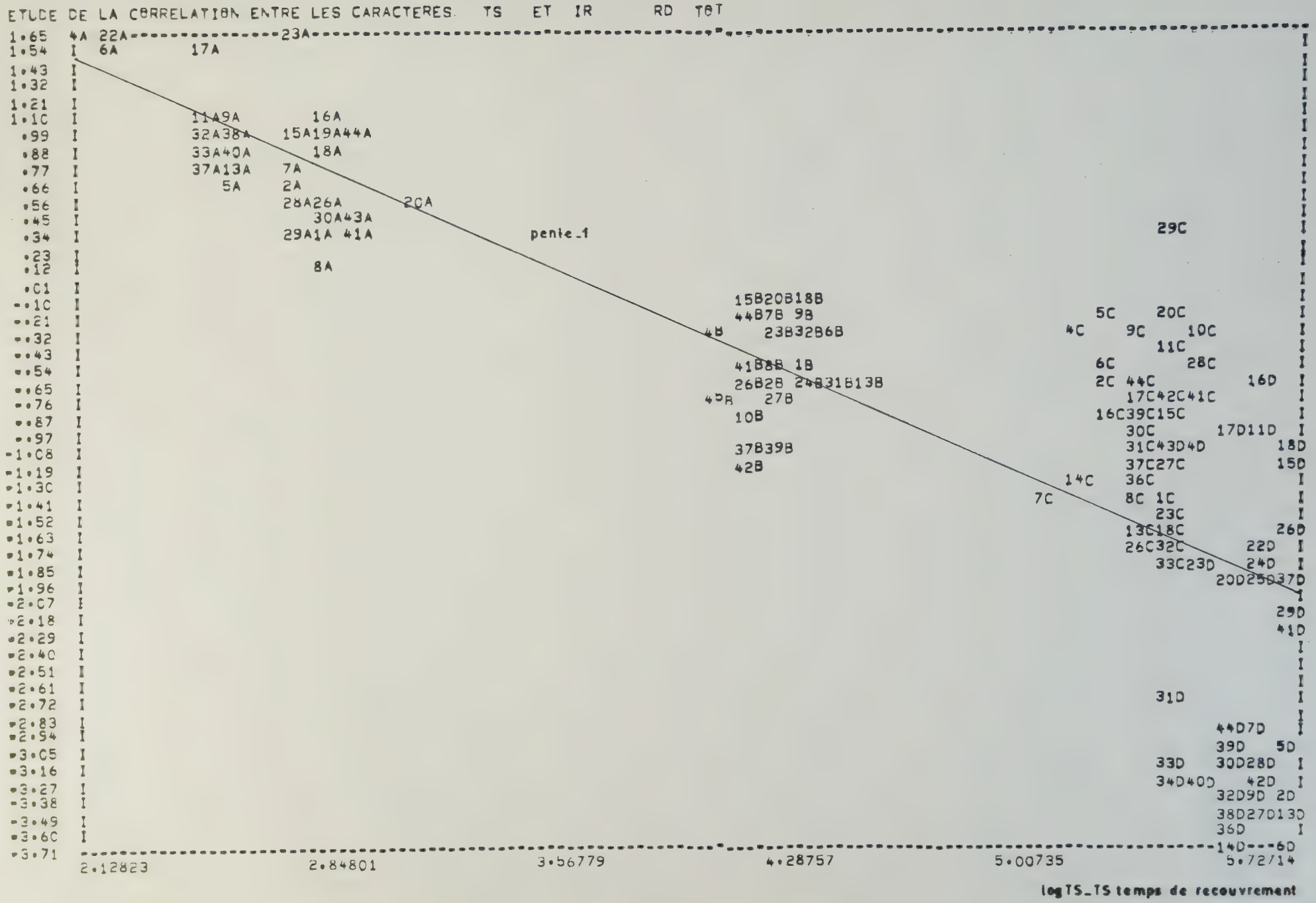
D - Relation durée de vie courant inverse -

La mise en évidence de cette relation a pour objet d'une part de confronter l'expression I-14 avec les résultats expérimentaux, d'autre part d'utiliser la liaison éventuelle pour déduire la durée de vie du courant inverse (loin de l'avalanche) ; cette relation établie pour l'ensemble du lot EPITAXIE constituerait alors un étalonnage de la loi. On a testé sur la figure I-19 , la liaison entre la durée de vie (déduit du temps de recouvrement) et le courant inverse mesuré à 1 volt. On peut noter que la corrélation reportée correspond à l'ensemble de la population de la technologie EPITAXIE soit 160 individus comprenant les dispositifs dopés à l'or (lot A = 950°C - lot B = 900°C - lot C = 850°C) ou non dopés (lot D).

On peut signaler qu'une recherche de corrélation courant inverse - durée de vie a été tentée à l'intérieur d'un même lot. Cette étude a montré une absence de liaison entre ces deux paramètres. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à l'intérieur d'un lot, les caractéristiques des individus sont peu dispersées ; ainsi la variation des paramètres électriques qui découlerait de cette dispersion est-elle petite, du même ordre que les fluctuations aléatoires d'un dispositif à l'autre résultant de variation de dopant ou de géométrie. Ainsi est-il difficile de mettre en évidence des relations de causes à effets !

Par contre, l'étude de liaison sur l'ensemble des lots où pratiquement un seul facteur est affecté d'une manière importante par le dopage Or permet de fournir des renseignements plus contrastés, les amplitudes de variation de ce facteur d'un lot à un autre étant importantes.

La figure I-19 donne l'étude de la corrélation (en log-log) entre la durée de vie et le courant inverse, cette fois sur plusieurs lots. On peut noter que la relation observée est bien celle attendue par l'expression I-14 qui prévoit une variation $I_R \alpha \tau^{-1}$. On peut noter d'importants écarts à cette relation pour les lots C(850°C) et D (sans dopage). Cette dernière observation peut s'interpréter en notant que plus le dopage à l'or est important, plus la durée de vie est définie en volume.


ETUDE DE LA CORRELATION ENTRE LES CARACTERES TS ET IR RD TOT
pente_1
logTS_TS temps de recouvrement

Dans le cas, où au contraire le dopage Or est peu important ou inexistant les effets de surface jouent un grand rôle, une partie du courant de fuite est définie par la recombinaison en surface qui ne peut pas être relié par la mesure du temps de recouvrement.

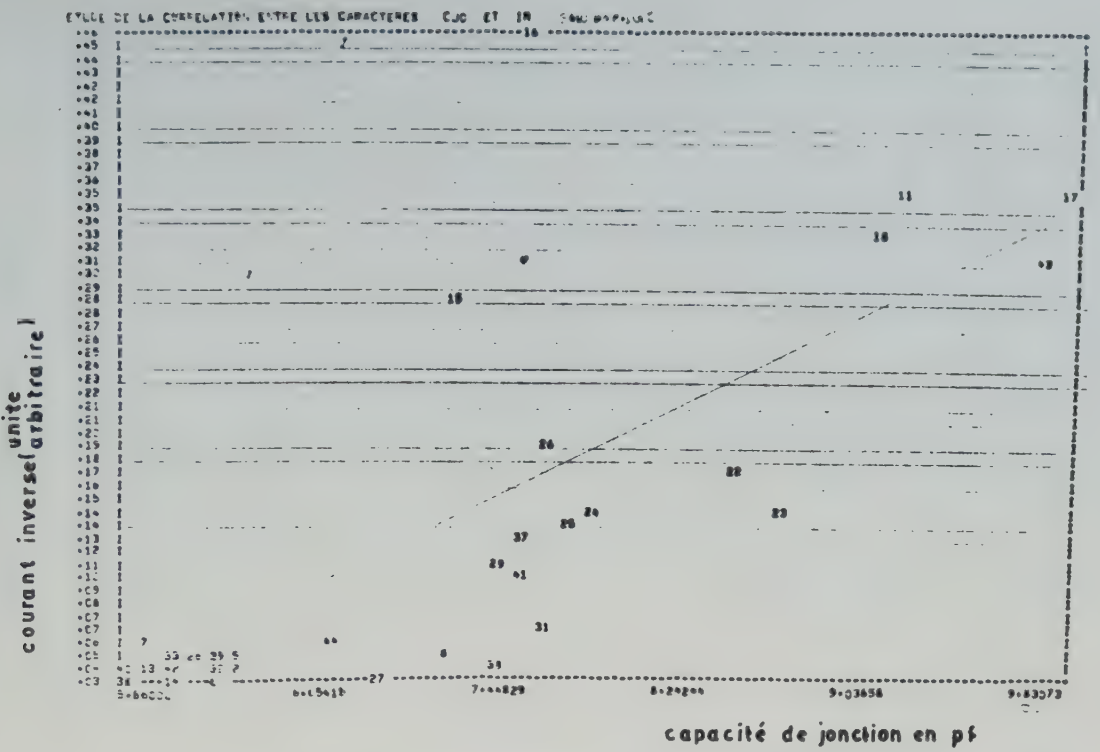
Cette dernière remarque est mise en évidence par le comportement différentié du lot non dopé à l'Or. On peut ainsi remarquer que celui-ci semble se comporter comme deux lots distincts, l'un où domine la recombinaison en surface (courant de quelques dizaines de pA), l'autre où domine la recombinaison volumique (courants de quelques nA). En vue de mettre en lumière les particularités de ces deux sous-lots, nous avons étudié sur la figure I-20 la liaison courant de fuite - capacité de jonction. Il est intéressant de noter que le groupement des individus à faible courant de fuite se retrouve localisé vers les faibles valeurs de capacités de jonction.

L'interprétation physique de cette liaison (non vérifiée pour le lot le plus dopé à l'Or à 950°C) reste délicate. On pourrait en effet l'attribuer, en première approche, à la surface de la jonction, paramètre commun à la capacité et au courant inverse. Toutefois, compte tenu de l'importance des fluctuations de capacités mesurées, celles-ci ne doivent pas être attribuées en totalité à des problèmes de géométrie.

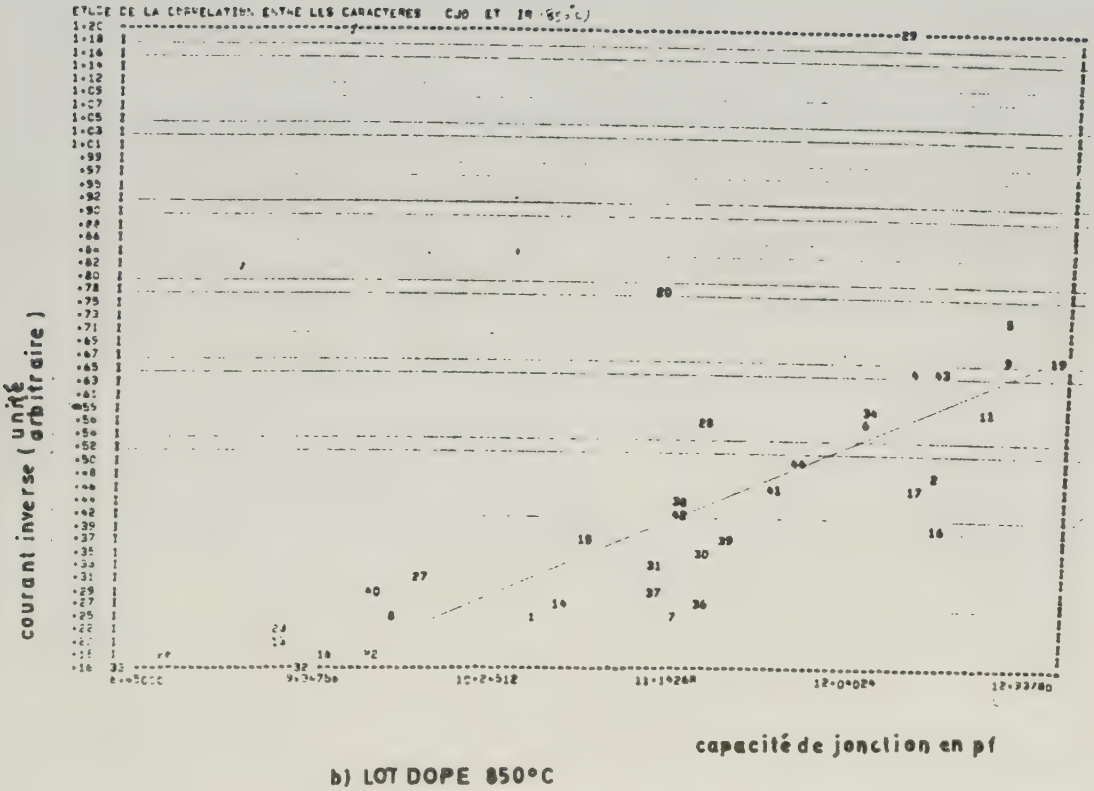
Ceci met bien en évidence les limites de l'interprétation des corrélations de grandeurs électriques dont les paramètres ne sont pas définis avec précision. En général, une grandeur électrique comme la capacité de jonction intègre des paramètres plus microscopiques, de natures souvent différentes, soit paramètres de géométrie, soit caractéristiques du matériau. Une approche plus précise devrait être obtenue par une analyse de corrélation à plusieurs variables. On peut conclure sur ces méthodes de corrélation en disant que si elles fournissent un moyen indispensable d'analyse statistique notamment pour des quantités importantes de dispositifs issus d'une même plaquette (méthode de tri par exemple) en revanche leurs interprétations physiques ne sont pas toujours évidentes.

II.2.1.2 - Technologie HOMOGENE -

L'étude du profil à partir des mesures de capacité de jonction met en évidence un comportement graduel.



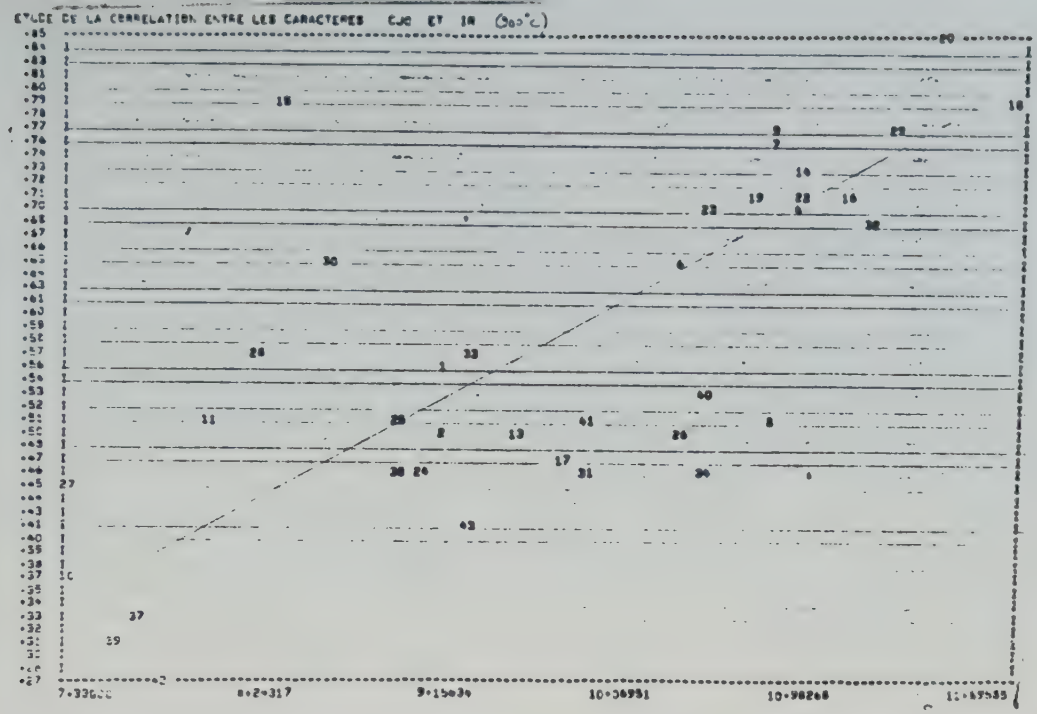
a) LOT SANS DOPAGE



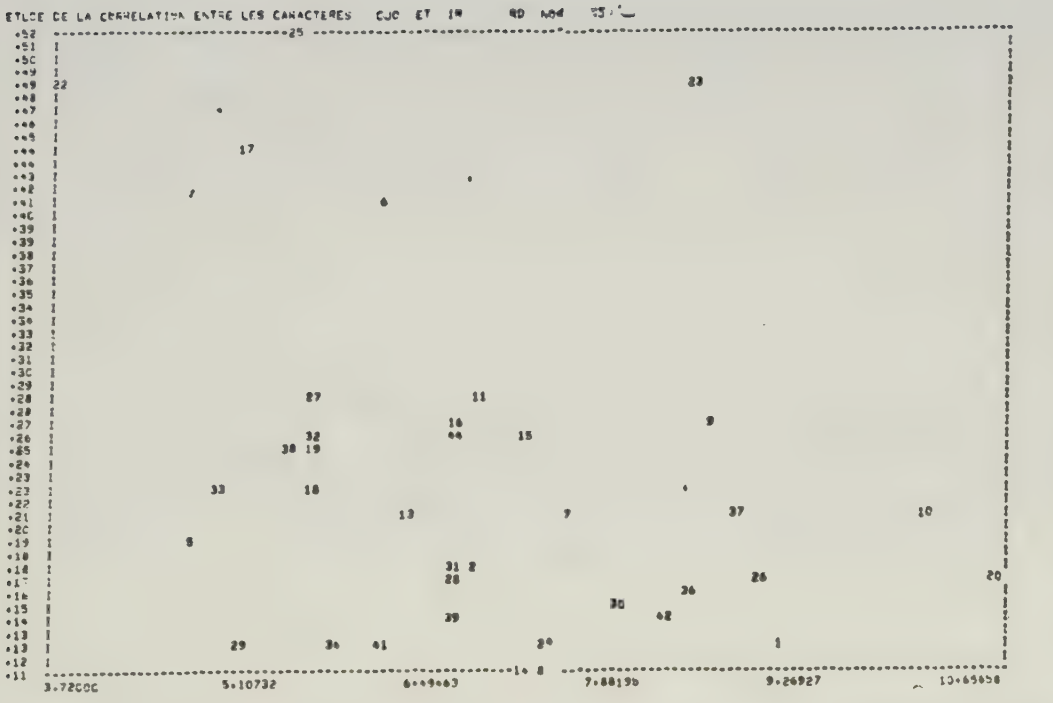
b) LOT DOPE 850°C

FIGURE I_20

CORRELATION COURANT DE FUITE _CAPACITE DE JONCTION



c) LOT DOPE A 900°C



d) LOT DOPE A 950° C

FIGURE. I 20(SUITE)

CORRELATION COURANT DE FUITE .CAPACITE DE JONCTION

A - Caractéristique directe -

Sur la figure I-21, on a représenté un ensemble de caractéristiques directes correspondant chacune à un dopage Or. On peut noter la forme de ces courbes qui sont du type "à une pente". En effet, pour chaque technologie l'équation des caractéristiques peut se mettre sous la forme suivante (jusqu'au régime de forte injection).

1. - sans dopage : $I_D = 1.2\ 10^{-12} \exp (qV_D/1.48\ kT)$
2. - dopé à 950°C $I_D = 2\ 10^{-11} \exp (qV_D/1.55\ kT)$
3. - dopé à 1050°C $I_D = 6\ 10^{-11} \exp (qV_D/1.56\ kT)$
4. - dopé à 1100°C $I_D = 1.3\ 10^{-10} \exp (qV_D/1.59\ kT)$

Ces équations montrent la prépondérance du courant de recombinaison dans la charge d'espace même pour la technologie sans dopage Or. Ceci est sans doute dû, pour une part au matériau utilisé pour lequel la durée de vie est déjà faible [40] du fait de la résistivité alors que l'épaisseur de charge d'espace est de petite dimension 0.1µ.

L'évolution des caractéristiques après dopage Or s'identifie à celle de la technologie EPITAXIE. Par contre, les caractéristiques du lot dopé à 1100°C présentent une dispersion beaucoup moins importante que pour le lot EPITAXIE le plus dopé. Ceci peut vraisemblablement s'expliquer à l'aide de la courbe I-11 qui montre une évolution beaucoup plus critique pour le lot EPITAXIE compte tenu du niveau d'injection retenu.

B - Durée de vie -

Compte tenu des valeurs de capacités de jonction obtenues pour ce type de technologies de l'ordre de 50 pF, la méthode exposée au paragraphe I.1.4 n'est plus utilisable. Un exemple typique de résultat obtenu est reporté sur la figure I-22. Celle-ci montre clairement que la relation I-20 n'est plus valable. Déduire la durée de vie de la pente des différentes courbes n'a plus de sens. Ceci s'explique par le fait que la capacité de jonction étant élevée, la décharge mesurée correspond à cette dernière. On peut d'ailleurs montrer que le temps de recouvrement varie comme $\frac{1}{I_R}$.

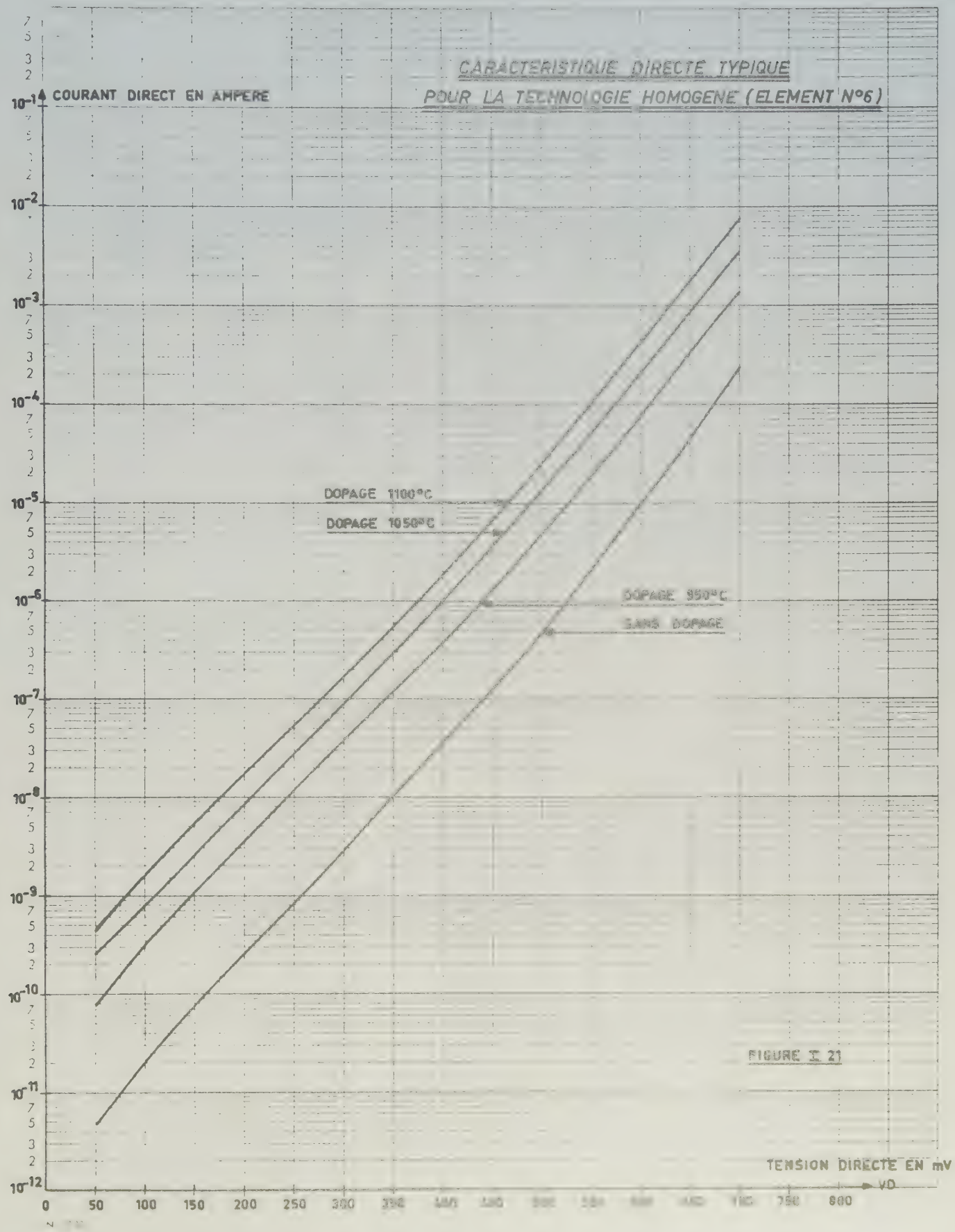
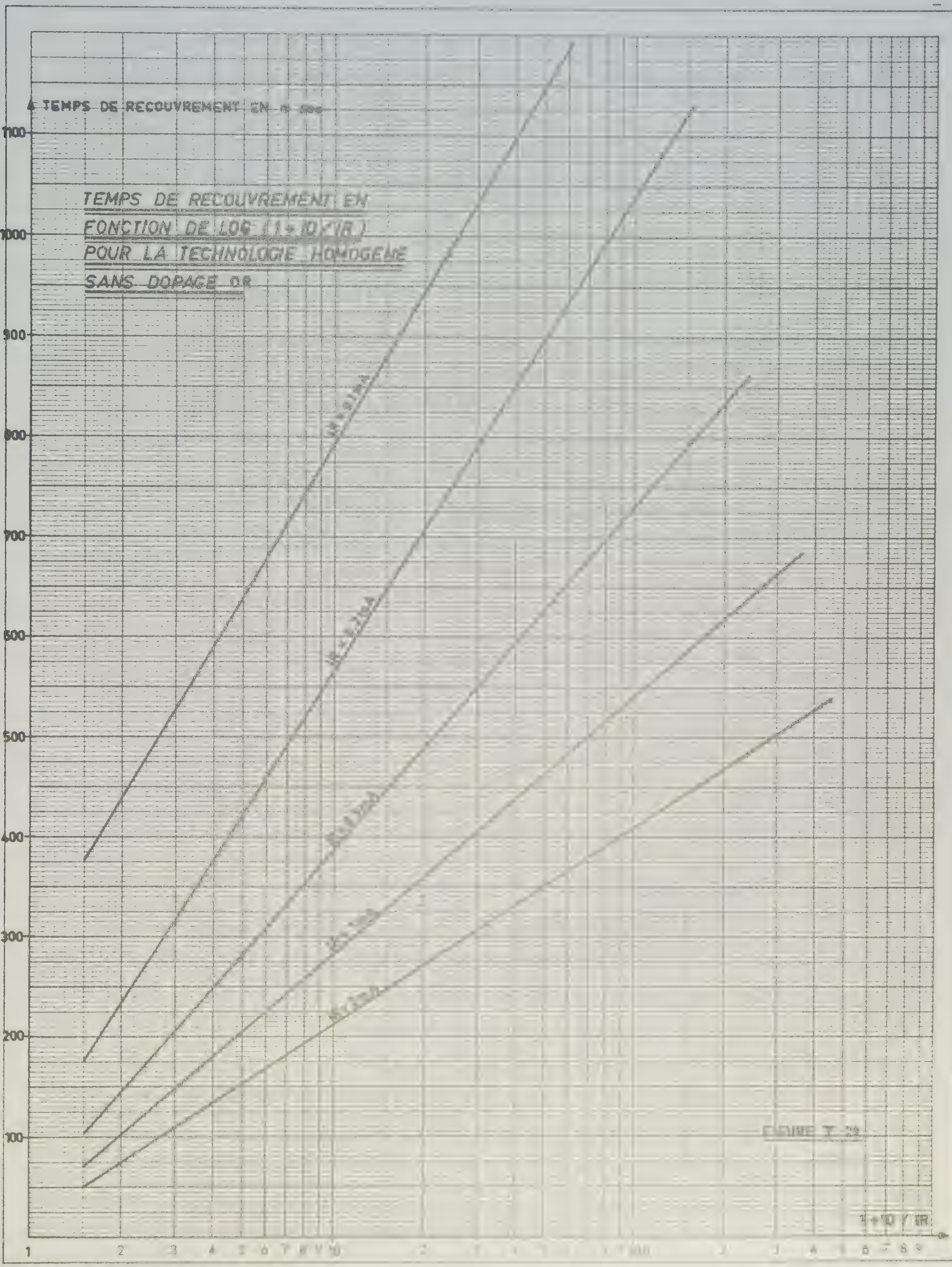

CARACTERISTIQUE DIRECTE TYPIQUE
POUR LA TECHNOLOGIE HOMOGENE (ELEMENT N°6)
COURANT DIRECT EN AMPERE
DOPAGE 1100°C
DOPAGE 1050°C
DOPAGE 950°C
SANS DOPAGE
TENSION DIRECTE EN mV
VD
0
50
100
150
200
250
300
800

FIGURE II 21


TEMPS DE RECOUVREMENT EN n sec
TEMPS DE RECOUVREMENT EN
FONCTION DE LOG (1 + 10 / IR)
POUR LA TECHNOLOGIE HOMOGENE
SANS DOPAGE OR
1100
1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
100
1 + 10 / IR

N° 2020

Il est important de noter que les valeurs de courants de fuites mesurées expérimentalement sont beaucoup moins dispersées que celles obtenues pour la technologie EPITAXIE. Le tableau suivant fournit la valeur moyenne des courants pour chaque lot

Sans dopage	Dopage 950°C	Dopage 1050°C	Dopage 1100°C
55 pA	300 pA	2,2 nA	2,8 nA

En faisant l'hypothèse que le courant de fuite est dominé par des effets volumiques dans la zone de transition (ce qui est d'autant plus vrai que la concentration d'or augmente), l'application de la formule I-14 conduit alors aux valeurs suivantes :

	Sans dopage	Dopage 950°C	Dopage 1050°C	Dopage 1100°C
Durée de vie en ns	215	48	6	5
Concentration Or $\sigma pA = 10^{-15}$	-	$1.4\ 10^{15}$	10^{16}	$1.3\ 10^{16}$
Concentration Or $\sigma pA = 1.5\ 10^{-14}$		$1.4\ 10^{14}$	10^{15}	$1.3\ 10^{15}$

Cette valeur de durée de vie obtenue brutalement à partir du courant inverse doit en fait s'interpréter à l'aide de la figure I-23 donnant pour le lot EPITAXIE la correspondance entre la valeur de durée de vie par temps de recouvrement et celle obtenue par la mesure de courant inverse d'après la formule I-30 dans laquelle on a fait l'hypothèse que les dispersions sur la largeur de la charge d'espace étaient corrélées avec celles de la capacité de jonction, ce qui revient à dire que l'on néglige les fluctuations géométriques. Cette dernière affirmation nous a conduit en pratique à calculer le courant de fuite par l'expression

$$I_R = q \frac{niwS}{\tau} = q \frac{ni\ \varepsilon\ S^2}{Cj\ .\ \tau} \qquad (I\text{-}31)$$

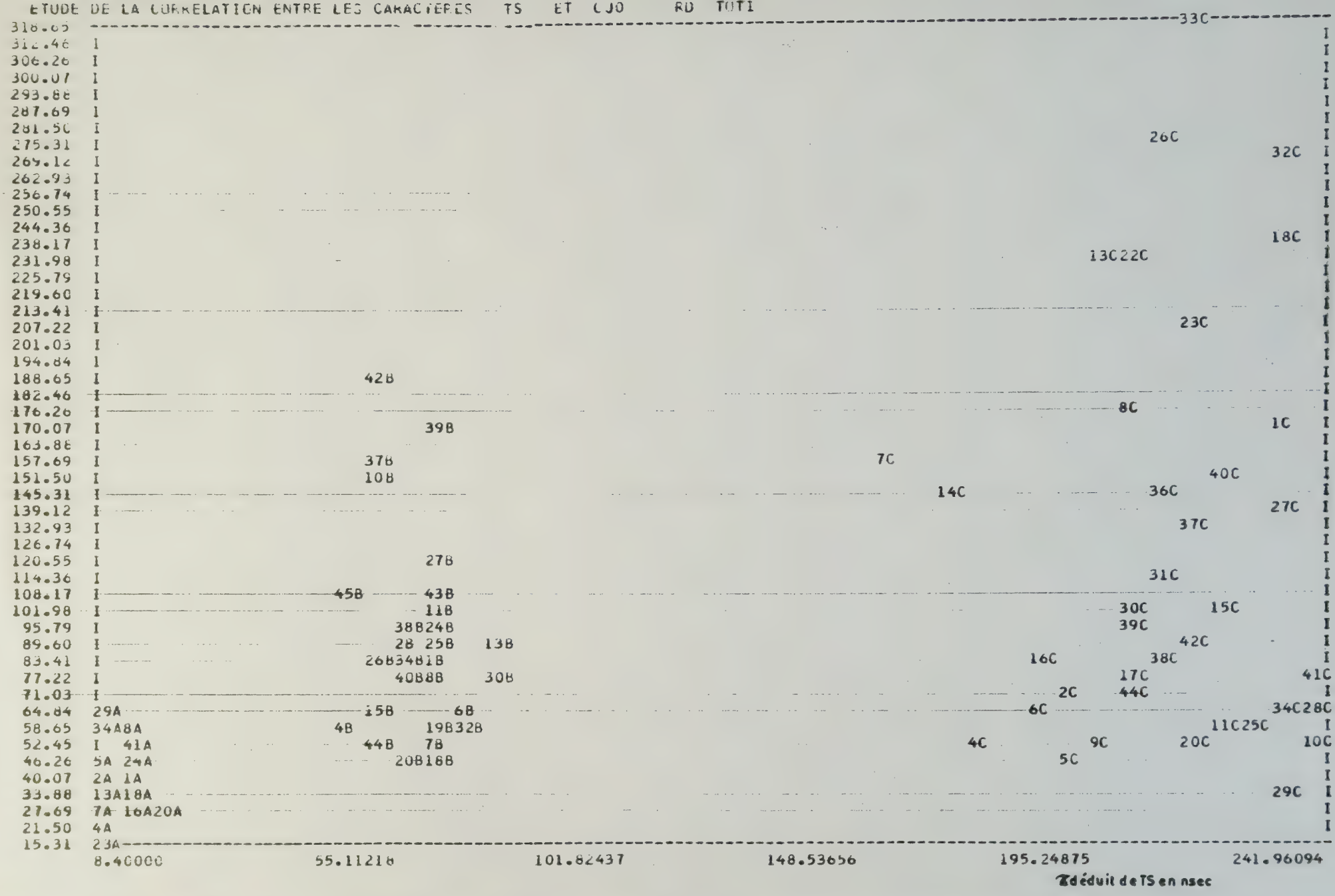


FIGURE I:23 RELATION ENTRE DUREES DE VIE DEDUIT DU COURANT INVERSE ET DU TEMPS DE RECOUVREMENT

La figure I-23 montre que les valeurs de durée de vie déduites des deux méthodes coïncident d'autant mieux que la durée de vie est davantage contrôlée par le dopage Or, ce qui est conforme à la prévision. Il faut retenir des valeurs de dopage données par le tableau précédent une approximation de l'ordre de grandeur de la concentration d'impuretés d'or pour chaque lot. On peut noter toutefois que ces valeurs sont tout à fait cohérentes avec les limites de solubilité données dans [37] à savoir 5.10^{15} à 950°C, 2.10^{16} à 1050°C et 3.10^{16} à 1100°C.

C - Evolution du coefficient de température avec le dopage Or -

Sur les figures I-24 et I-25, on a reporté l'évolution du coefficient de température avec le niveau de courant donné (5.6 mA) selon la température de diffusion d'or. Les dispersions apparaissant dans chaque échantillon sont peu représentatives, les essais ayant été conduit sur 5 dispositifs par lot seulement. On retrouve la tendance observée sur le lot EPITAXIE à savoir augmentation du coefficient de température avec le niveau de dopage. En revanche, pour ce qui est de la variation en fonction du courant, les phénomènes sont moins prononcés pour le lot HOMOGENE (0,10 $mV°C^{-1}$ pour 10 mA) que pour le lot EPITAXIE (0,26 $mV°C^{-1}$ pour 10 mA). Cette variation en fonction du niveau de courant est importante puisqu'elle met en évidence la possibilité de contrôle de la compensation en température par un moyen électrique.

II.2.2 - Différenciationsessentielles entre les deux technologies -

Dans ce paragraphe, on va comparer les deux technologies du point de vue de leur caractéristique directe et du courant à faible niveau inverse.

II.2.2.1 - Caractéristiques directes -

On a reporté sur la figure I-26, les caractéristiques des technologies EPITAXIE et HOMOGENE sans dopage Or et avec le dopage Or maximum dans chaque cas. Cette comparaison permet deux remarques :

1. - d'une part, le dopage Or dégrade fortement les caractéristiques pour la technologie EPITAXIE, celles-ci passant du type "à 2 pentes" au type "à une seule pente" tandis que pour la technologie HOMOGENE l'effet du dopage Or se résume à une translation des caractéristiques vers les forts courants.

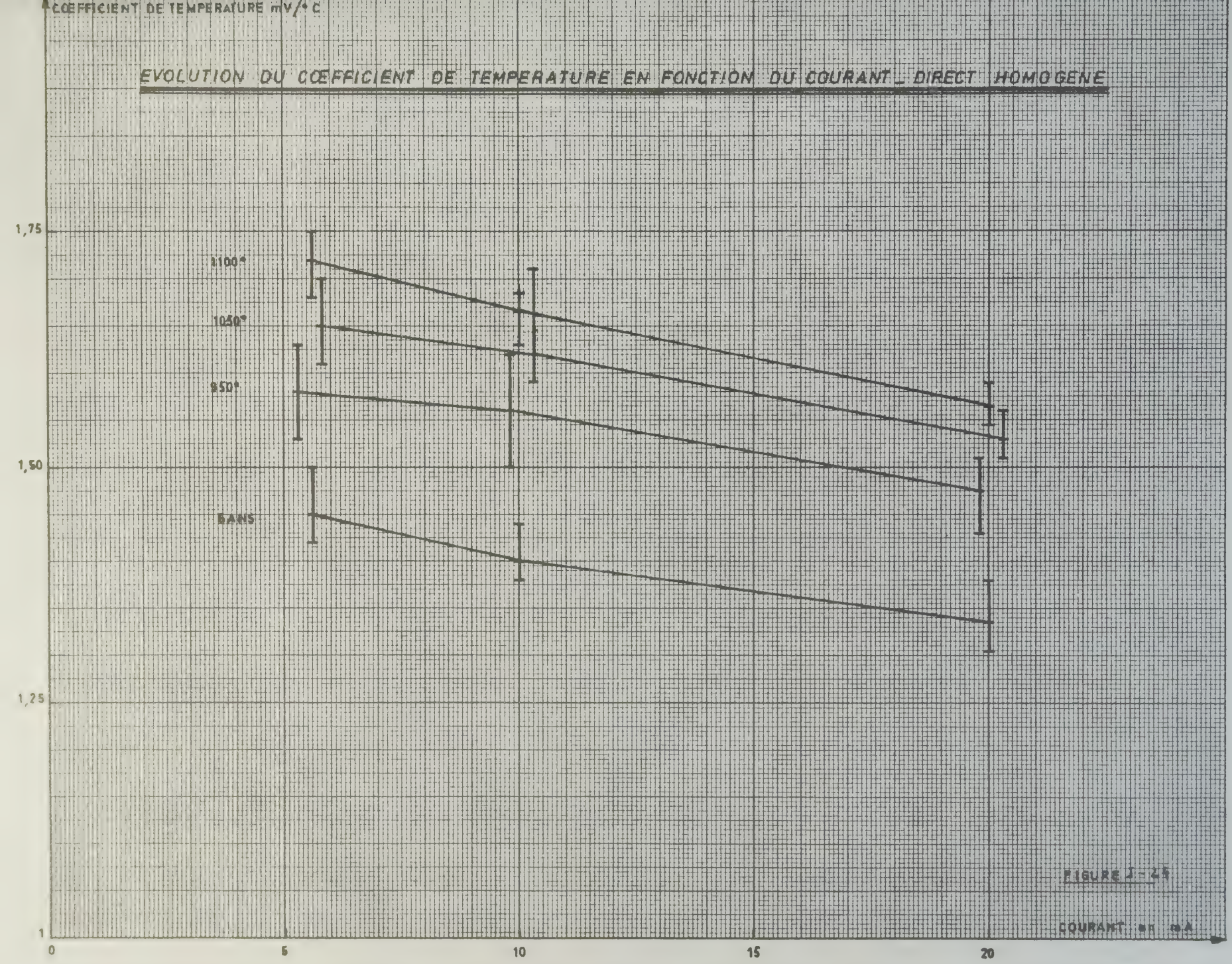
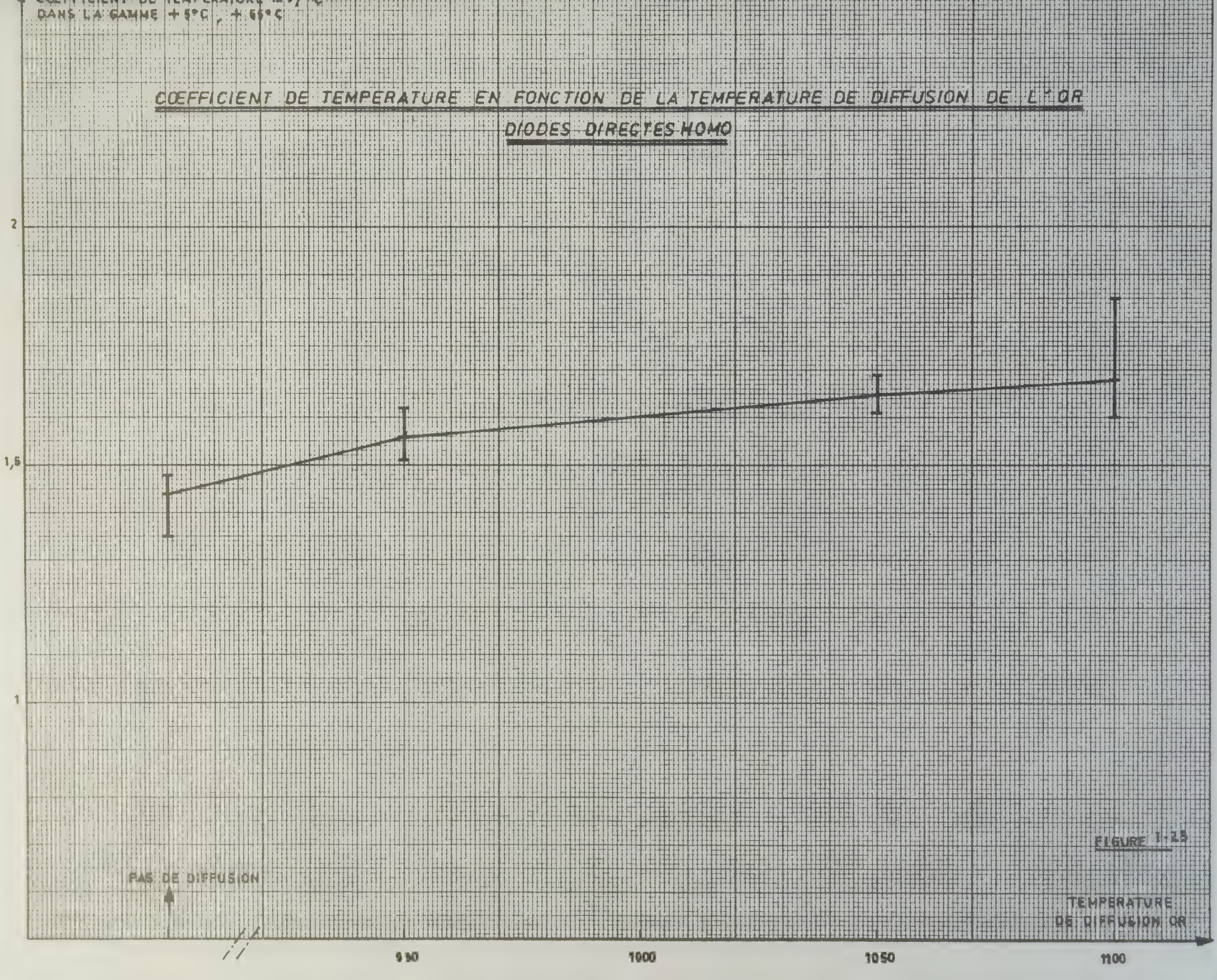

COEFFICIENT DE TEMPERATURE mV/° C
EVOLUTION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE EN FONCTION DU COURANT _ DIRECT HOMOGENE
1,75
1,50
1,25
1
1100°
1050°
950°
SANS
0
5
10
15
20
COURANT en mA

FIGURE I - 25



COEFFICIENT DE TEMPERATURE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE DIFFUSION DE L'OR

DIODES DIRECTES HOMO

FIGURE 1-25

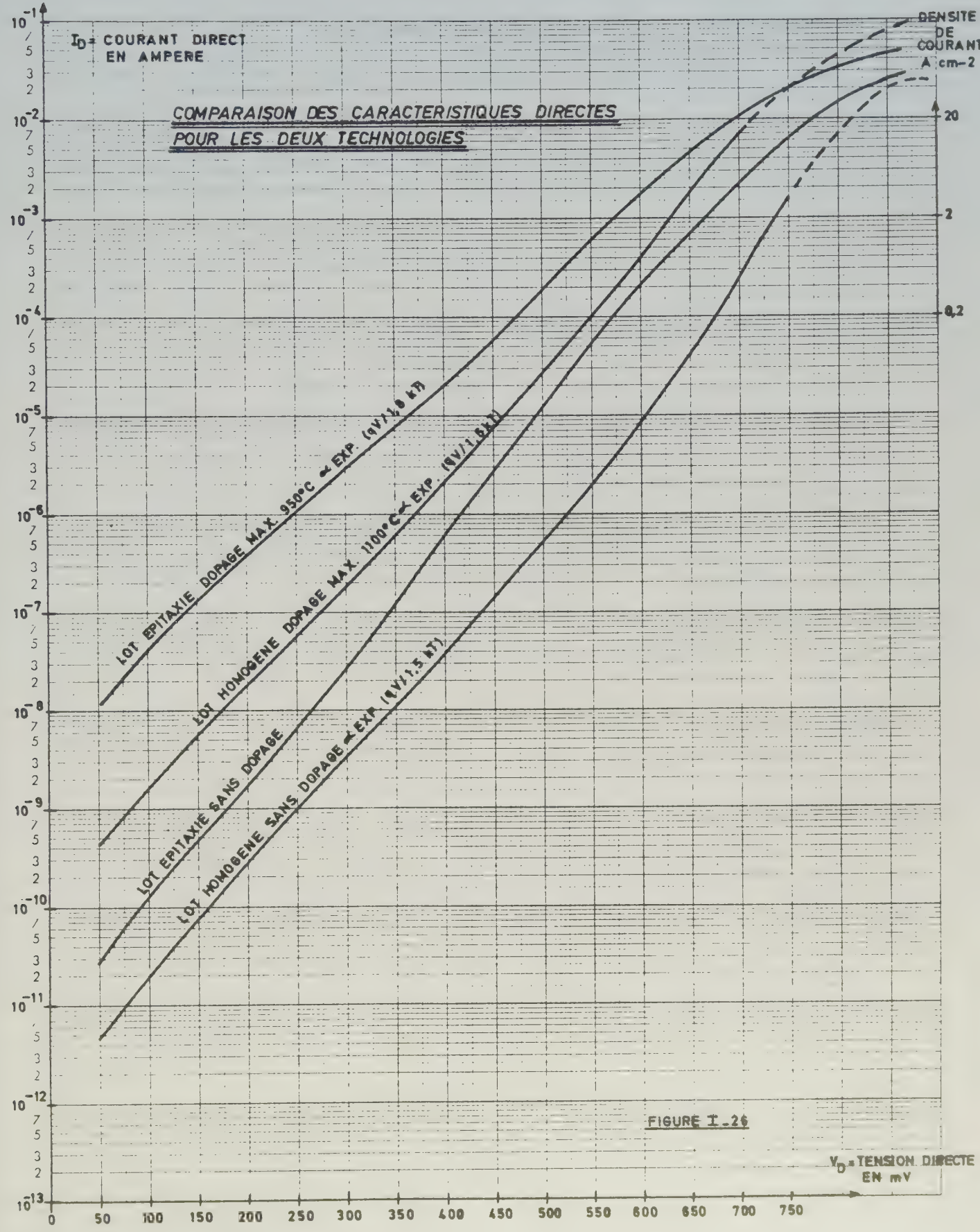

I_D = COURANT DIRECT EN AMPERE
COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DIRECTES POUR LES DEUX TECHNOLOGIES
DENSITE DE COURANT A cm-2
20
2
0,2
LOT EPITAXIE DOPAGE MAX. 950°C ∠ EXP. (qV/1,6 kT)
LOT HOMOGENE DOPAGE MAX. 1100°C ∠ EXP. (qV/1,6kT)
LOT EPITAXIE SANS DOPAGE
LOT HOMOGENE SANS DOPAGE ∠ EXP. (qV/1,5 kT)
10^{-1} 10^{-2} 10^{-3} 10^{-4} 10^{-5} 10^{-6} 10^{-7} 10^{-8} 10^{-9} 10^{-10} 10^{-11} 10^{-12} 10^{-13}
0 50 100 150 200 250 300 350 400 450 500 550 600 650 700 750
V_D = TENSION DIRECTE EN mV

FIGURE I-26

2. - l'apparition des phénomènes de forte injection (courbure des caractéristiques à fort niveau) se produit pour des niveaux de courant beaucoup plus élevés pour la technologie HOMOGENE. Compte tenu des densités de courant en cause (10 à 20 $A.cm^{-2}$), on peut attribuer cette courbure à une augmentation de durée de vie avec le niveau d'injection, la recombinaison faisant alors intervenir à la fois le niveau accepteur et le niveau donneur de l'Or (expression I-12 et [39]).

II.2.2.2 - Comparaison des relations dopage Or - courant inverse -

Sur la figure I-27, on a reporté pour les technologies EPITAXIE et HOMOGENE, le rapport courant inverse/épaisseur de charge d'espace pour chaque température de diffusion Or. Un point de comparaison important se situe pour la température de 950°C où l'on constate une bonne convergence des résultats entre les deux technologies. La plus grande dispersion pour la technologie EPITAXIE peut s'attribuer d'une part au processus de diffusion Or comme on l'a vu précédemment, d'autre part au fait que la population étudiée (40 individus) est plus importante que celle de la technologie HOMOGENE (10 individus).

Sur la figure I-28, on a comparé d'une part la concentration d'Or obtenue par les mesures de durée de vie par temps de recouvrement pour la technologie EPITAXIE, d'autre part, celles déduites du courant inverse pour la technologie HOMOGENE. L'ensemble de ces résultats est confronté à la solubilité maximale interstitielle déduit de [37]. Ce graphique illustre d'une manière qualitative le degré de confiance que l'on peut attribuer aux résultats obtenus à partir de mesures électriques en attribuant aux courbes de WOLF une sorte de référence (ce qui peut être remis en cause par de nombreuses publications contradictoires).

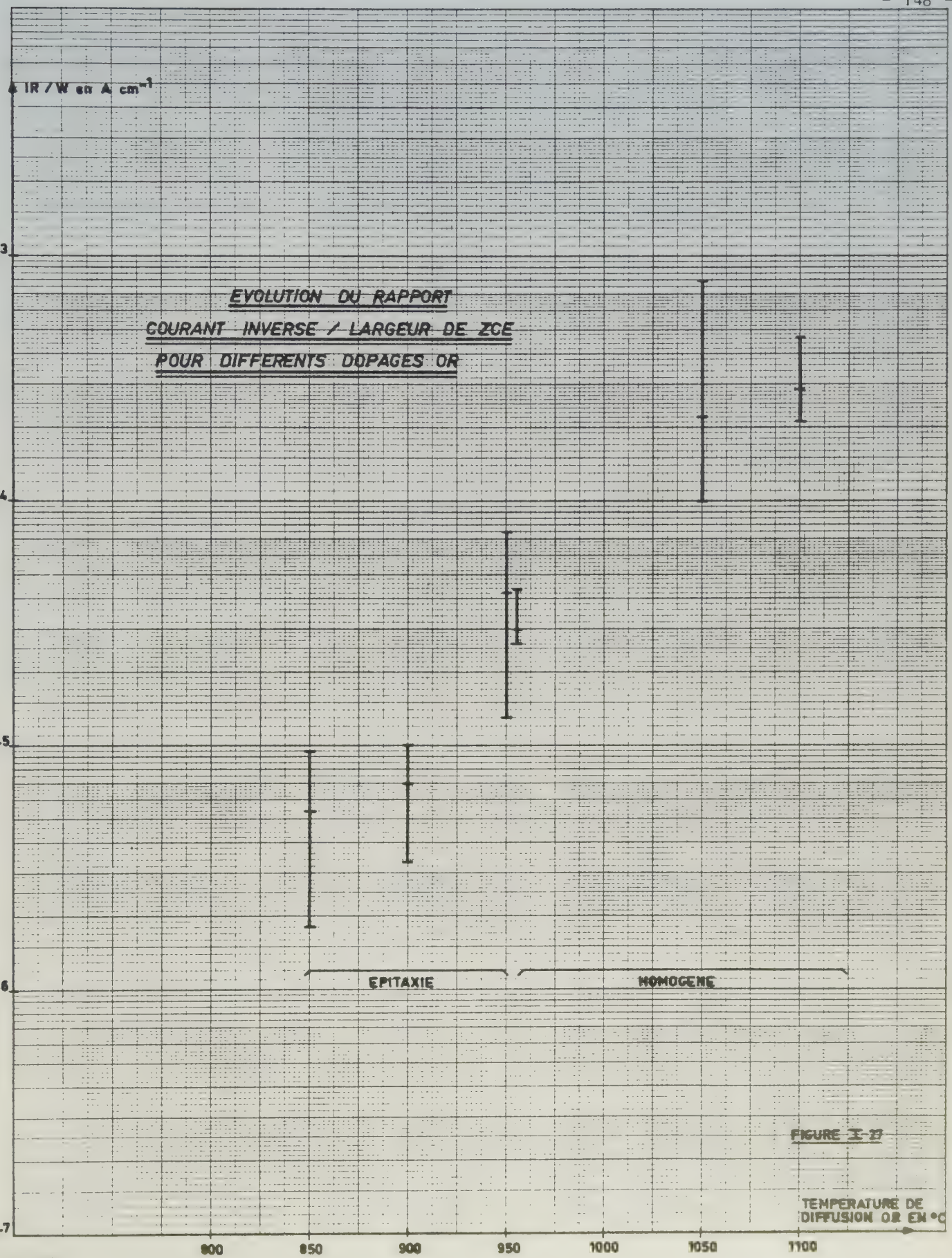

Δ IR / W en A cm⁻¹
10⁻³
10⁻⁴
10⁻⁵
10⁻⁶
10⁻⁷
EVOLUTION DU RAPPORT
COURANT INVERSE / LARGEUR DE ZCE
POUR DIFFERENTS DOPAGES OR
EPITAXIE
HOMOGENE
800
850
900
950
1000
1050
1100
TEMPERATURE DE DIFFUSION OR EN °C

FIGURE I-27

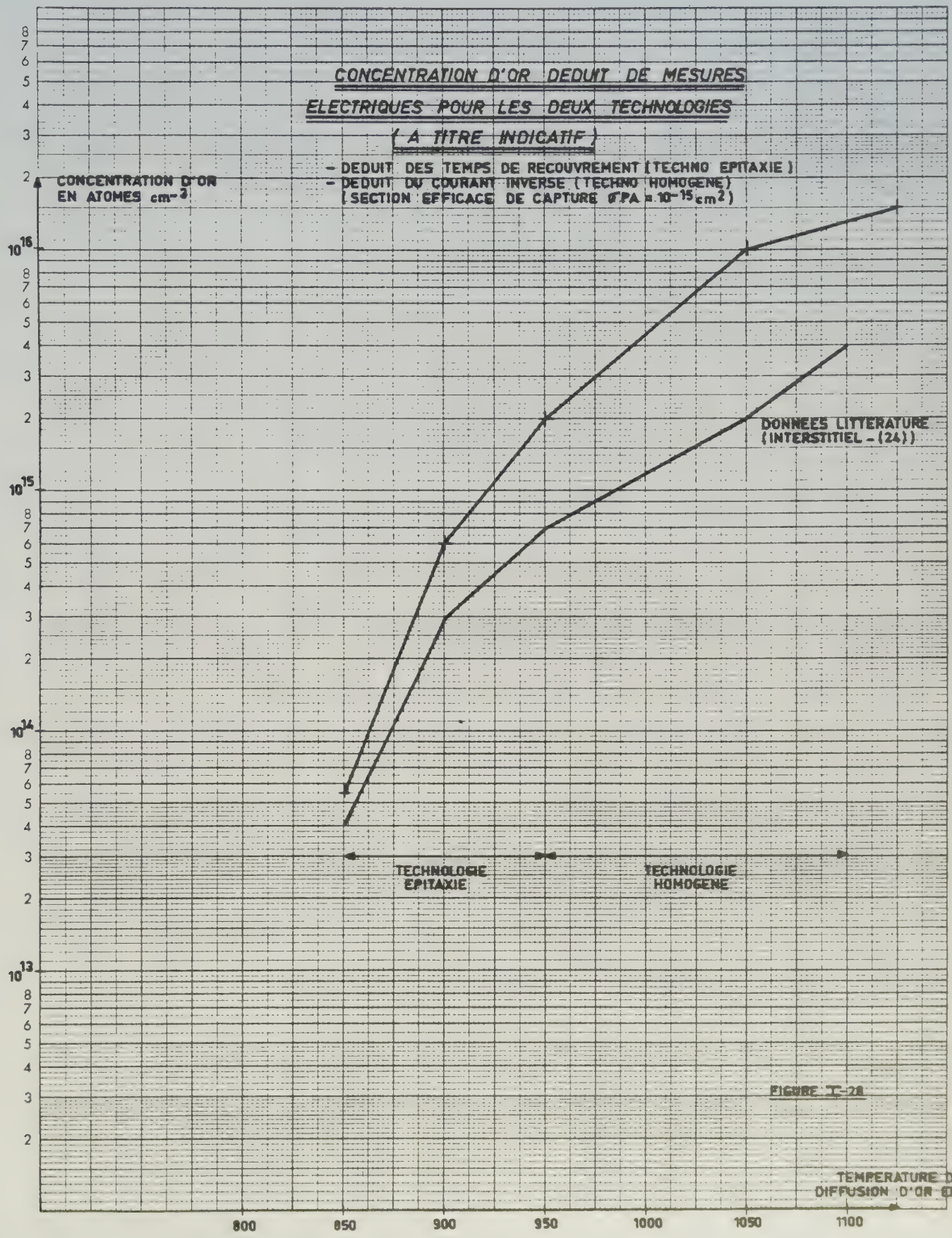


FIGURE IC-28

N° 2036

II.2.2.3 - Conclusion -

L'étude précédente nous a permis de cerner le fonctionnement de chacun des dispositifs correspondant aux deux technologies étudiées en essayant de mettre en correspondance caractéristiques de fabrication et caractéristiques électriques. Pour le problème de la diffusion d'or, l'étude des caractéristiques directes pour les dispositifs les plus dopés montre une dispersion importante du dopage pour la technologie EPITAXIE tandis que cette observation n'est pas faite pour la technologie HOMOGENE. Ce dernier point pourrait s'interpréter à l'aide de la figure I-11 qui montre une variation rapide de la tension directe aux alentours de $\theta = 950°C$. Ceci pourrait être attribué à un mécanisme d'augmentation de durée de vie dû à un phénomène de surcompensation qui apparaît déjà lorsque $[Au]/N_D \sim 0.5$ ([16]).

II.2.3 - *Corrélations observées sur les lots* -

Cette étude est complémentaire de celle effectuée sur les deux lots de Zener de la première partie. Elle va nous permettre d'une part de vérifier certaines lois entrevues dans la partie théorique, d'autre part à évaluer les dispersions de chaque lot.

II.2.3.1 - Corrélation coefficient de température - tension directe -

On a représenté sur la figure I-29 la liaison entre d'une part le coefficient de température $\partial V_D/\partial T$ (calculé entre +5°C et +65°C en linéarisant les variations) d'autre part, la tension directe à 5.6 mA (point de fonctionnement nominal). Cette corrélation a été réalisée sur l'ensemble des lots. En effet, comme le montre la figure I-30, lorsqu'on considère un seul lot, il n'est pas possible de mettre en évidence de liaison entre ces deux paramètres, ceci parce que d'un dispositif à l'autre à l'intérieur d'un même lot les variations sont trop faibles. La relation mis en évidence sur la figure I-29 est à rapprocher de la relation I-23. La liaison mise en évidence bien que rendant compte de dispersions importantes sur les lots en particulier pour les coefficients de température est significative. La même relation a été mise en évidence sur la figure I-31 pour 3 lots de la technologie HOMOGENE (lot G = 1100°C, lot B = 950°C, lot M = sans dopage). Deux observations sont à formuler :

- d'une part, la liaison pour cette technologie est significative
- d'autre part, la pente obtenue est proche de celle observée pour le lot EPITAXIE. On a d'ailleurs rapproché dans le tableau suivant ce résultat important

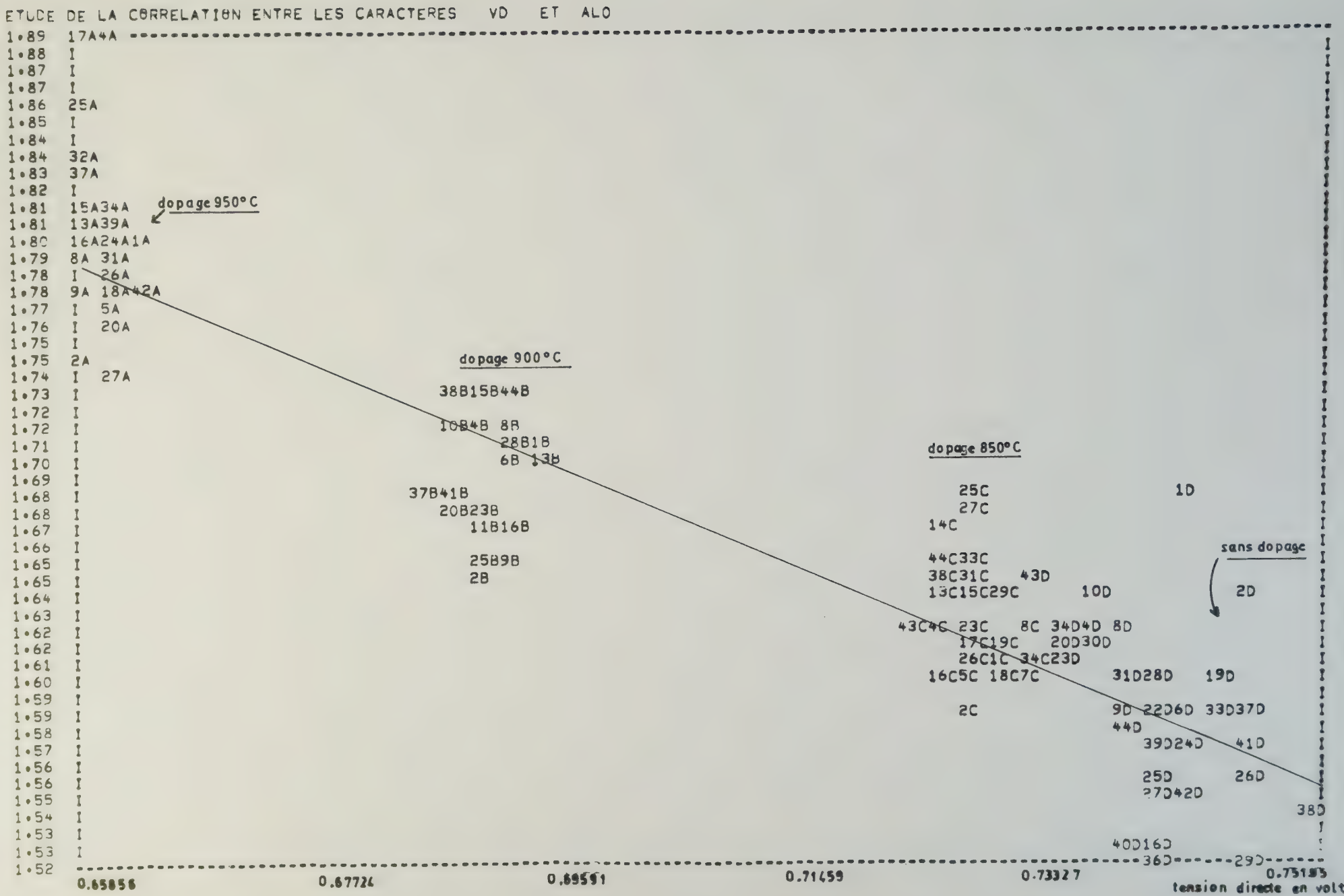


FIGURE I 29 : *DIRECT EPITAXIE*

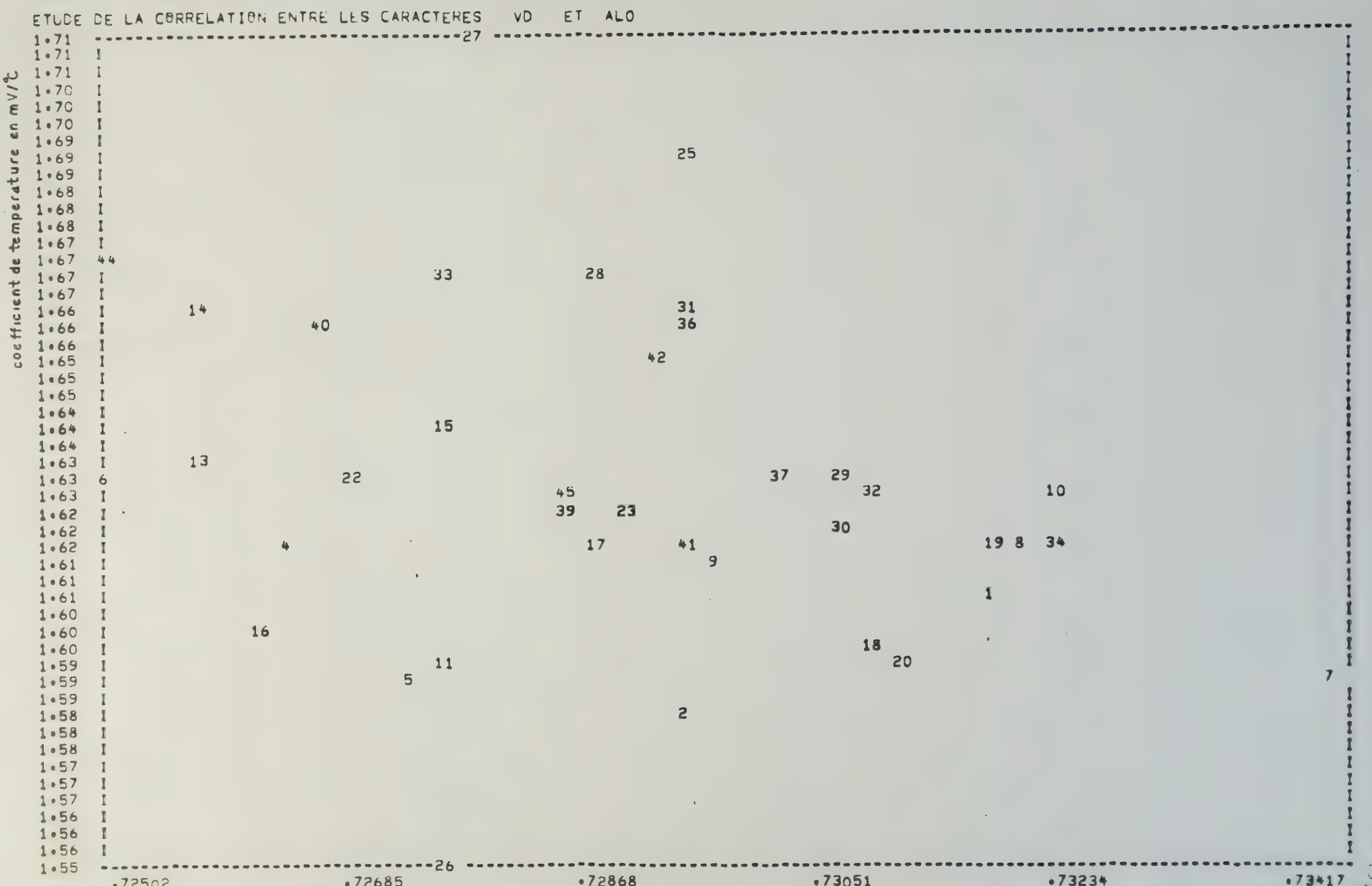
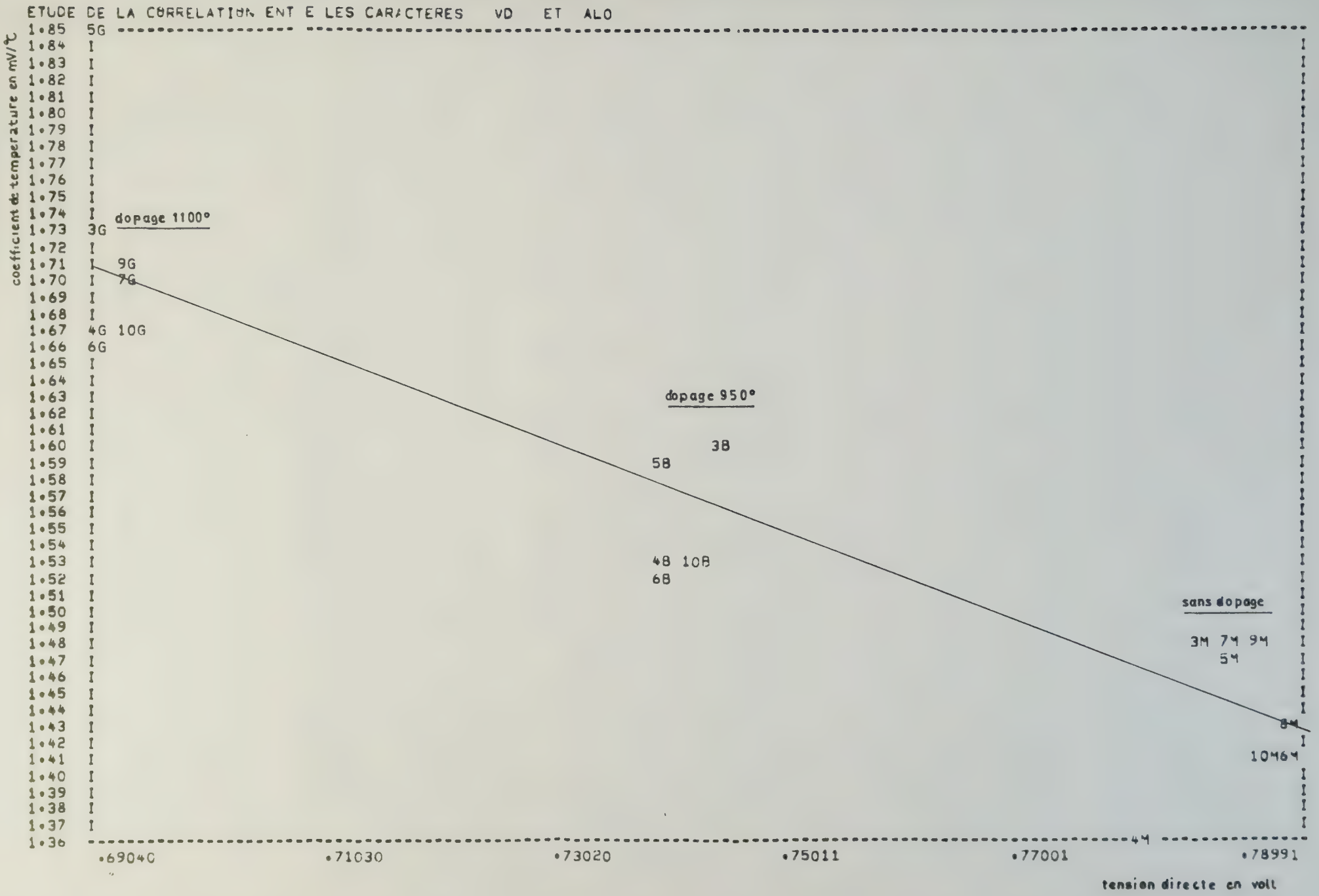

ETUDE DE LA CORRELATION ENTRE LES CARACTERES VD ET ALO
coefficient de température en mV/°C
1.71
1.70
1.69
1.68
1.67
1.66
1.65
1.64
1.63
1.62
1.61
1.60
1.59
1.58
1.57
1.56
1.55
.72502
.72685
.72868
.73051
.73234
.73417
tension directe en volt

FIGURE II 36


ETUDE DE LA CORRELATION ENT E LES CARACTERES VD ET ALO
coefficient de température en mV/°C
1·85
1·84
1·83
1·82
1·81
1·80
1·79
1·78
1·77
1·76
1·75
1·74
1·73
1·72
1·71
1·70
1·69
1·68
1·67
1·66
1·65
1·64
1·63
1·62
1·61
1·60
1·59
1·58
1·57
1·56
1·55
1·54
1·53
1·52
1·51
1·50
1·49
1·48
1·47
1·46
1·45
1·44
1·43
1·42
1·41
1·40
1·39
1·38
1·37
1·36
5G
3G
9G
7G
4G 10G
6G
dopage 1100°
dopage 950°
3B
5B
4B 10B
6B
sans dopage
3M 7M 9M
5M
8M
10M6M
4M
·69040
·71030
·73020
·75011
·77001
·78991
tension directe en volt

valeur théorique $\frac{1}{T}$	valeur lot EPITAXIE	valeur lot HOMOGENE
3.33	2.52	2.79

Ceci confirme que la relation coefficient de température - tension directe pour les deux lots obéit à la même loi conformément à I-23. Cette conclusion est importante puisqu'elle permet de trier en coefficient de température des lots de jonctionsréalisés selon diverses technologies. On peut également observer que la dispersion en coefficient de température est importante pour le lot EPITAXIE non dopé à l'or, ce qui est une conséquence de l'absence de contrôle de durée de vie.

II.2.3.2 - Corrélation tension directe - durée de vie -

Cette corrélation est reproduite sur la figure I-32. La liaison mise en évidence est très forte confirmant d'une part l'importance de la durée de vie dans la définition de la tension directe, d'autre part la validité des résultats de mesure de durée de vie par temps de recouvrement. Il est à noter que la liaison étudiée est linéaire. Cette linéarité, dont la validité s'étend sur plus d'un ordre de grandeur de durée de vie (de 2 ans à 78 ans) s'avère délicate à interpréter.

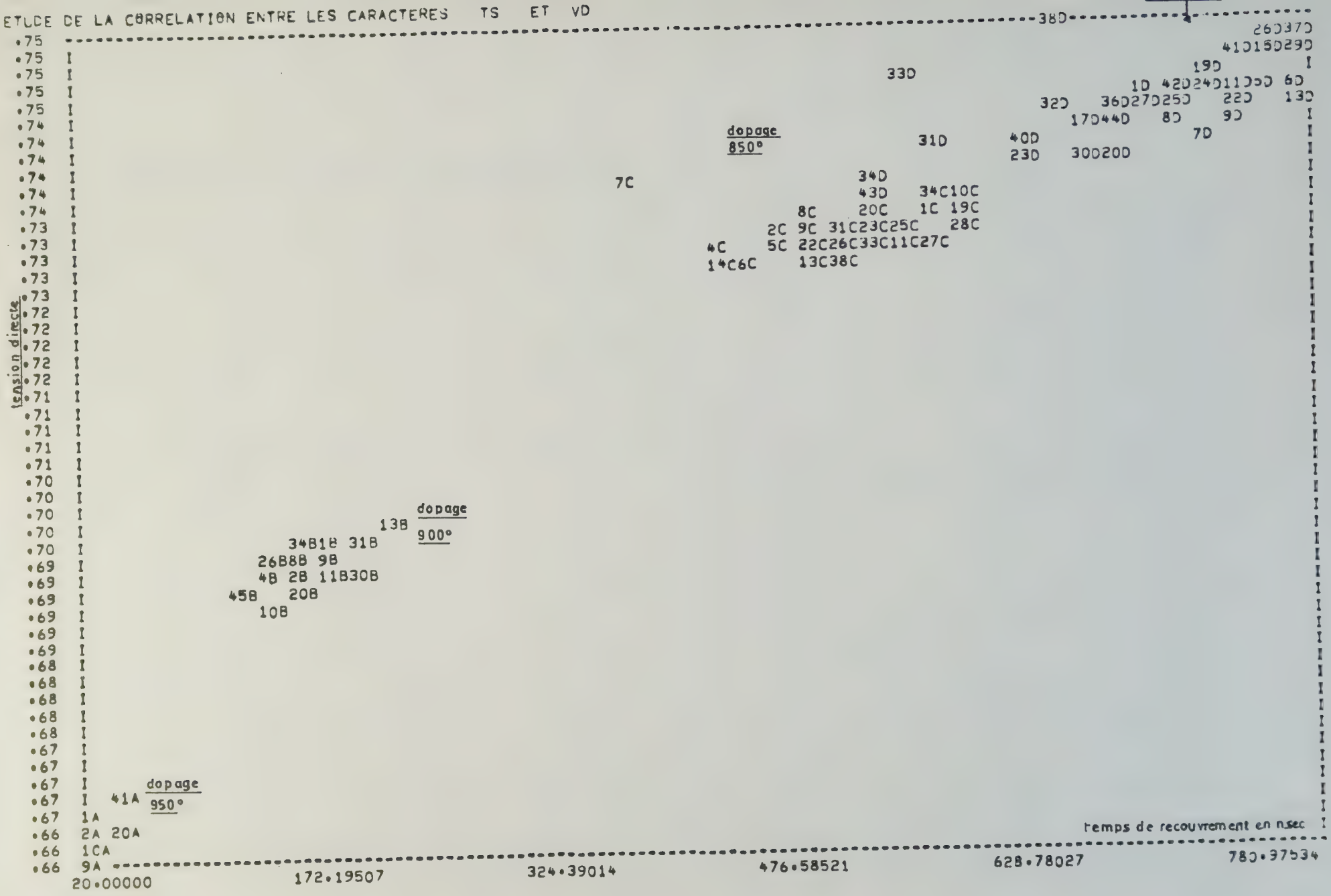
Il ne peut donc s'agir de l'approximation linéaire d'une relation du type $V_D = k \log (1 + \tau)$ comme le suggère la théorie de SHOCKLEY.

II.3-Caractérisation des technologies sous irradiation neutronique -

II.3.1 - *Dégradation de la tension directe pour la technologie EPITAXIE* -

On a étudié sur la figure I-33, la dégradation de la tension directe à 5.6 mA en fonction de différents flux neutroniques, l'étude étant réalisée selon les divers dopages à l'or. Ce réseau de courbes met clairement en évidence l'efficacité de la température de diffusion Or sur la tenue à l'irradiation. On remarque également que pour le lot diffusé à 950°C, des dispersions importantes sont à prendre en compte. En effet, on observe des éléments dont la variation directe est très proche de 0, tandis que pour d'autres celle-ci est significativement négative (sur certains éléments une dérive positive a été observée). On peut signaler

FIGURE II.32 LOT EPITAXIE



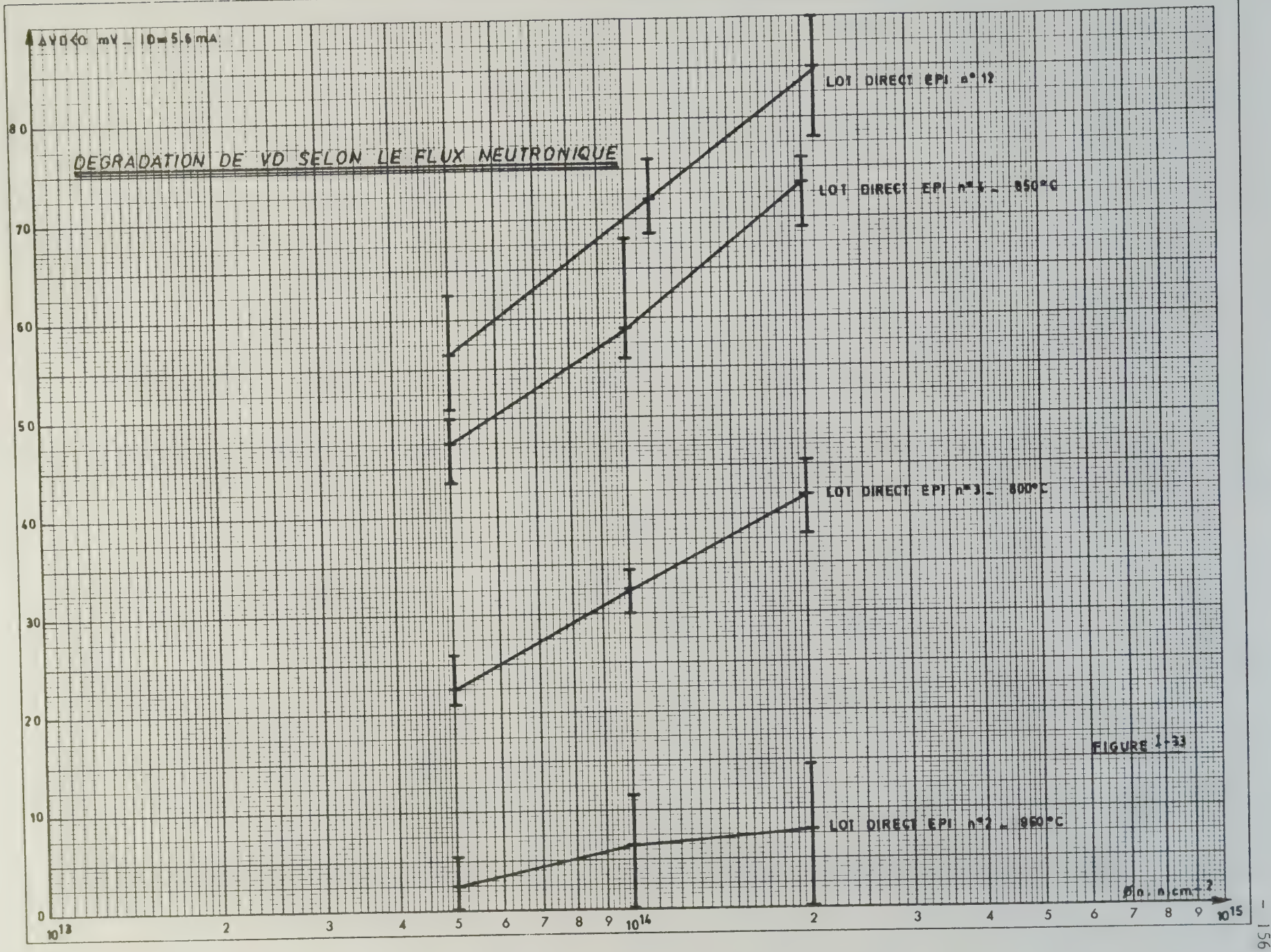

ΔVD à Io mV _ ID = 5,6 mA
DEGRADATION DE VD SELON LE FLUX NEUTRONIQUE
LOI DIRECT EPI n° 12
LOI DIRECT EPI n° 5 _ 850°C
LOI DIRECT EPI n° 3 _ 800°C
LOI DIRECT EPI n°2 _ 950°C
0
10
20
30
40
50
60
70
80
10¹³
2
3
4
5
6
7
8
9
10¹⁴
2
3
4
5
6
7
8
9
10¹⁵
Φn, n.cm⁻²

FIGURE I-33

que les mesures de dérives aussi faibles a fait l'objet de précautions particulières qui permettent d'assurer avec le maximum de confiance que la variation observée est à attribuer exclusivement à des effets neutroniques ; en particulier un soin est pris pour la stabilisation en température. L'interprétation des résultats ainsi que celle des dispersions sera donnée plus loin.

II.3.2 - Dégradation du coefficient de température pour la technologie EPITAXIE -

La figure I-34 représente la variation sous irradiation neutronique du coefficient de température mesurée selon les conditions décrites auparavant. La dérive de ce coefficient est à comparer à la stabilité du système de mesure décrit dans la première partie. Celle-ci est donné par la dérive examinée sur un lot témoin de 5 dispositifs pour la diffusion Or à 950°C, lot qui correspond à la plus faible variation sous irradiation. On peut conclure que les variations sous irradiation sont significatives et contribuent à amener ce coefficient vers la valeur $-2mV°C^{-1}$; on peut signaler que cette variation va dans le même sens que celle observée sur les lots de Zener.

II.3.3 - Dégradation de la tension directe pour la technologie HOMOGENE -

Les variations observées sont reportées sur la figure I-35. La population étudiée pour chaque dose d'irradiation correspond à 8 dispositifs. On observe un comportement identique, du point de vue qualitatif, à celui de la technologie EPITAXIE, c'est-à-dire une dérive minimisée à mesure qu'augmente la concentration d'or. Toutefois, on remarque que contrairement à ce qui se produit pour la technologie EPITAXIE, la dérive minimal atteinte pour les éléments les plus dopés est plus importante et moins dispersée. On remarque également qu'il y a peu d'écart entre les lots dopés à 1050°C et 1100°C.

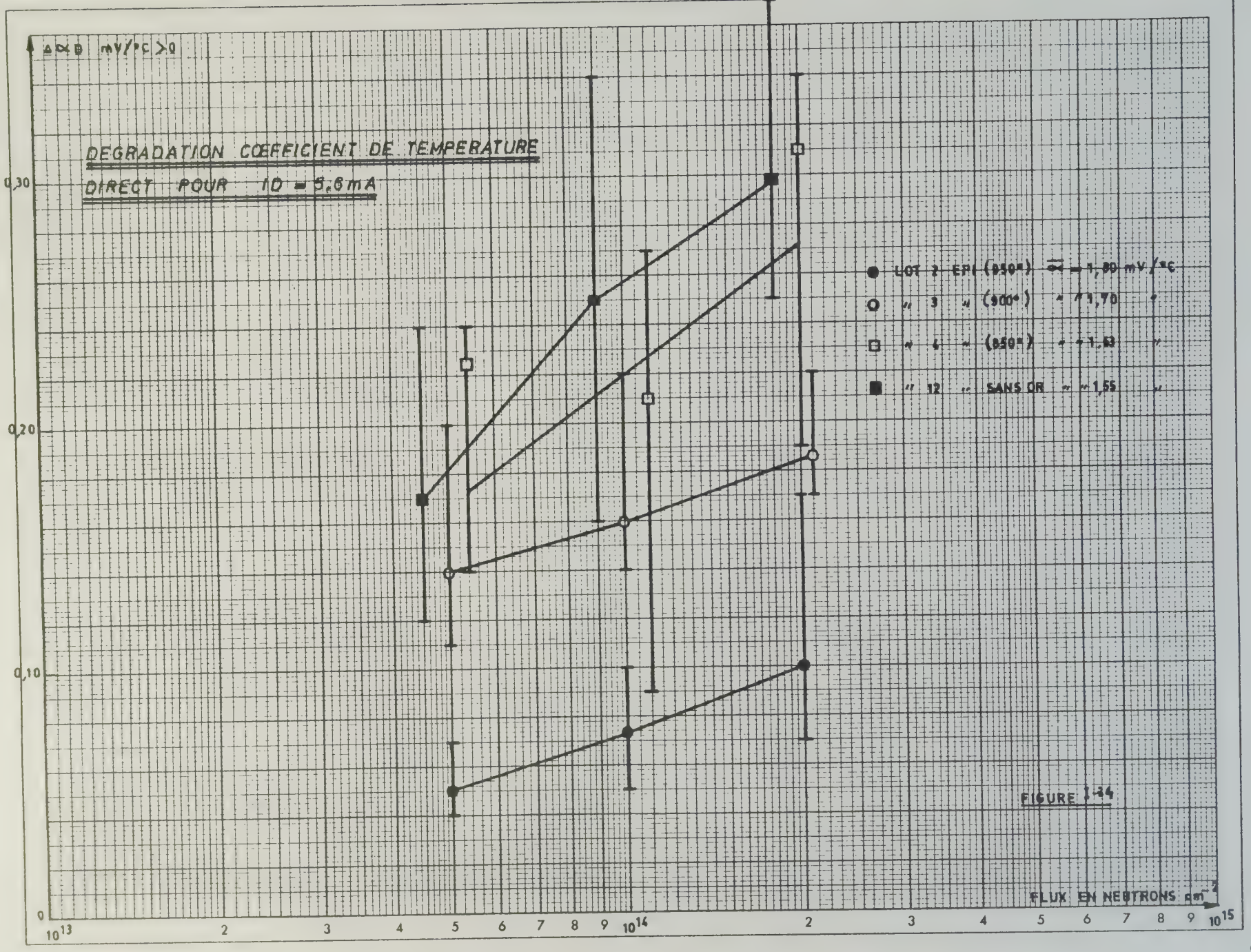

Δα/β mV/°C >0
DEGRADATION COEFFICIENT DE TEMPERATURE
DIRECT POUR I0 = 5,6mA
0,30
0,20
0,10
0
LOT 3 EPI (950°) α = 1,80 mV/°C
" 3 " (900°) " 1,70 "
" 4 " (950°) " 1,83 "
" 12 " SANS OR " 1,55 "
10^13 2 3 4 5 6 7 8 9 10^14 2 3 4 5 6 7 8 9 10^15
FLUX EN NEUTRONS cm^-2

FIGURE I-44

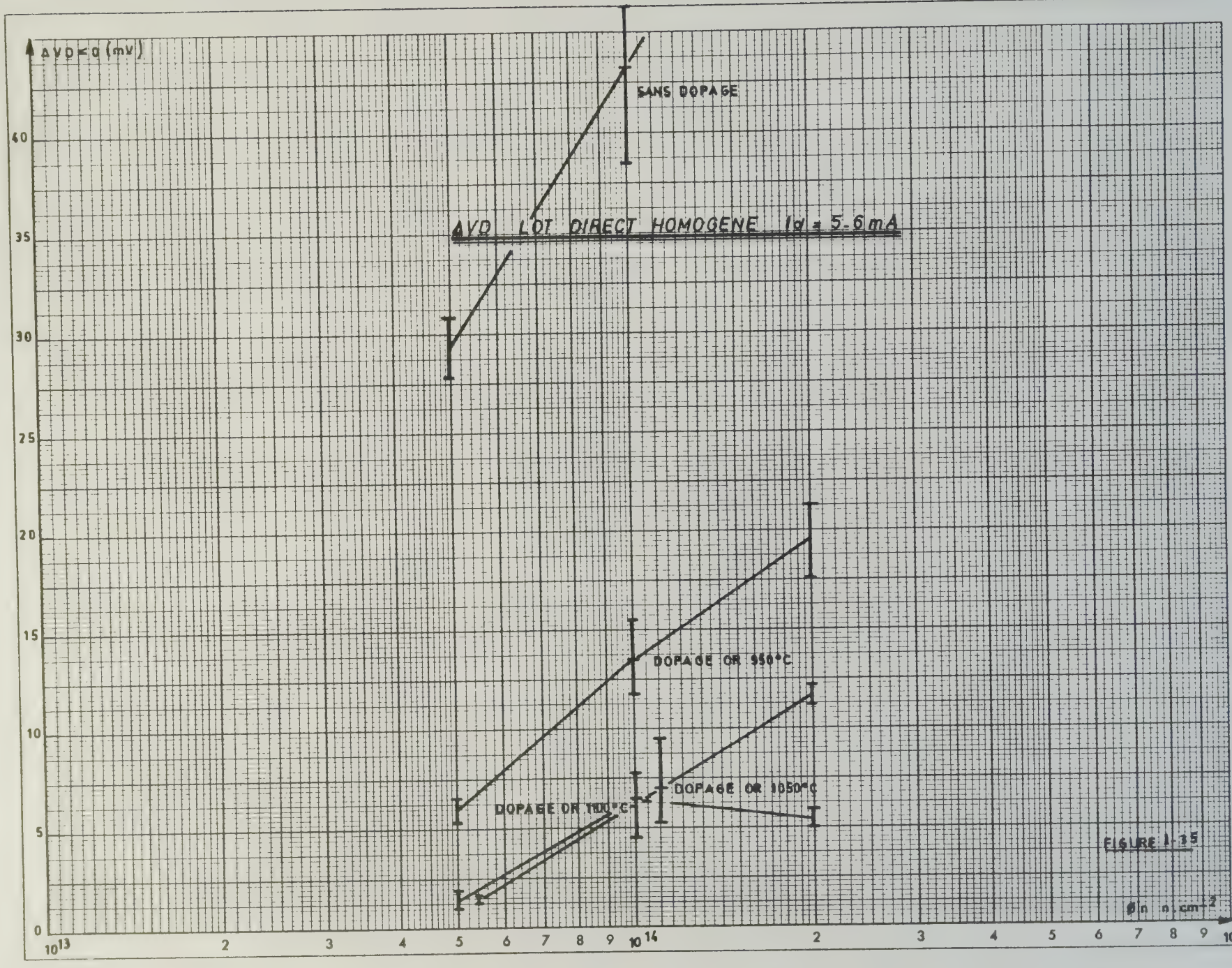

ΔVD=0 (mV)
SANS DOPAGE
ΔVD L'OT DIRECT HOMOGENE Id = 5.6 mA
DOPAGE OR 950°C
DOPAGE OR 1050°C
DOPAGE OR 1100°C
Φn n.cm⁻²
40
35
30
25
20
15
10
5
0
10¹³
2
3
4
5
6
7
8
9
10¹⁴
2
3
4
5
6
7
8
9
10¹⁵

FIGURE I-35

II.3.4 - Dégradation du coefficient de température pour la technologie HOMOGENE -

Les dérives des coefficients de température correspondant aux éléments précédents sont reportées sur la figure I-36 pour la dose de 10^{14} n.cm^{-2} qualitativement les variations confirment les observations précédentes.

II.4-Interprétation des dérives observées sous irradiation -

L'étude expérimentale a permis de dégager un certain nombre de tendances fondamentales :

1. - la diffusion d'Or influence la dérive sous neutrons aussi bien du point de vue tension directe que coefficient de température. On remarque qu'elle minimise les dérives de ces deux paramètres simultanément.

2. - si le mécanisme de dérive peut s'attribuer à priori à un effet sur la durée de vie, il nous faut préciser d'une part les phénomènes de dispersion observés par le dopage Or à 950°C de la technologie EPITAXIE d'autre part sur la limitation en dérive de la technologie HOMOGENE.

II.4.1 - Evolution comparative sous irradiation des caractéristiques directes pour les deux technologies -

Pour tenter d'interpréter les dispersions observées sous irradiation pour le lot EPITAXIE dopé à 950°C, on a relevé sur la figure I-37 deux caractéristiques directes dont les dérives sous irradiation correspondent à des extrêma de la figure I-37 (pour 10^{14} n.cm^{-2}). Le dispositif n° 1 correspond à une dérive sous irradiation de -10mV tandis que le n° 6 correspond à une dérive de +0.5mV, les deux mesures étant réalisées pour un courant de 5.6mA. Les équations des caractéristiques montrent l'évolution suivante :

- pour le n° 1 avant irradiation $I_D = 4.2\ 10^{-10} \exp (qV_D/1.56\ kT)$
  après irradiation $I_D = 1.3\ 10^{-9} \exp (qV_D/1.65\ kT)$

- pour le n° 6 avant irradiation $I_D = 5\ 10^{-9} \exp (qV_D/1.85\ kT)$
  après irradiation $I_D = 6.5\ 10^{-9} \exp (qV_D/1.88\ kT)$

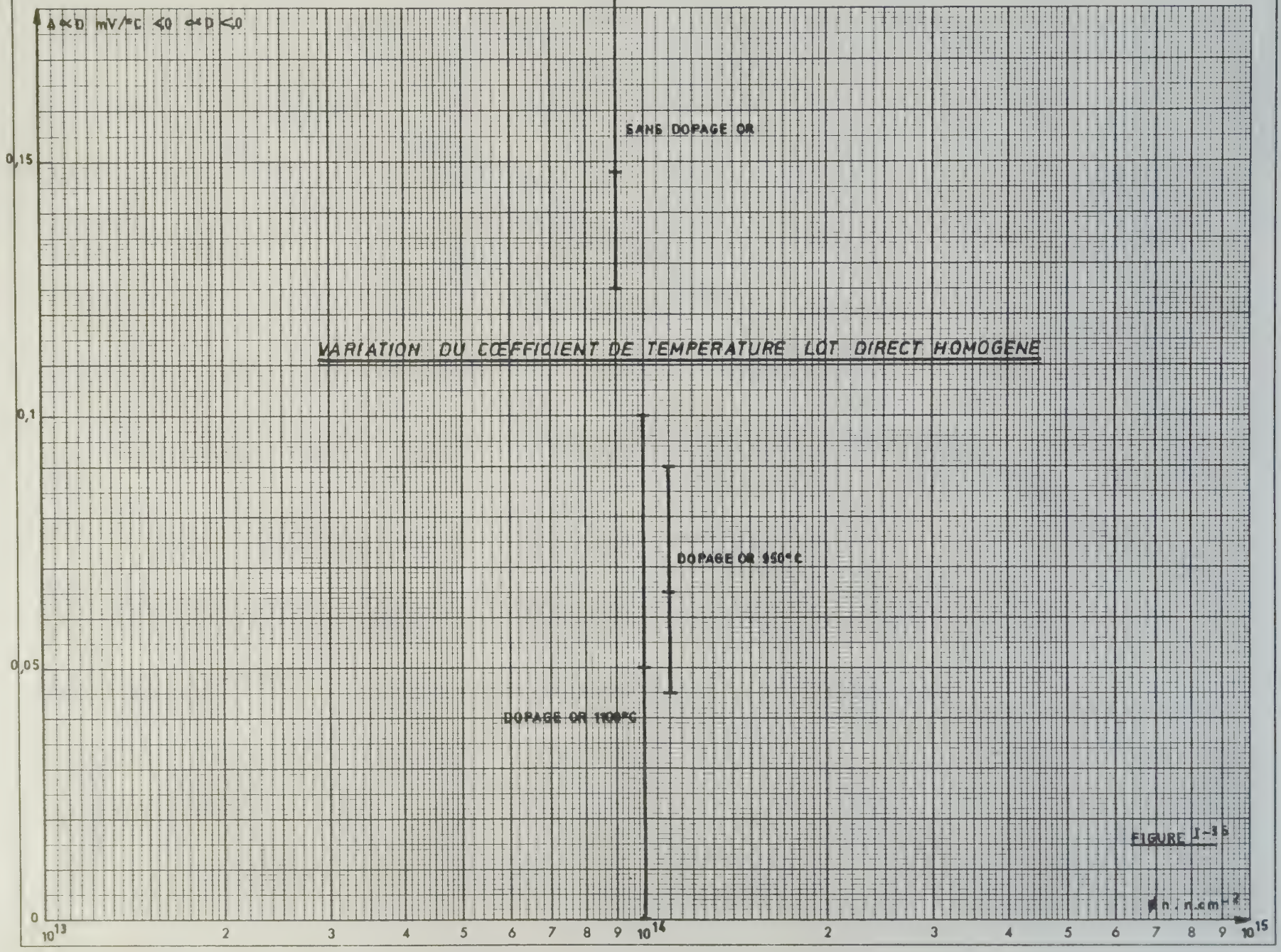

Δ∝D mV/°C ∝D<0
0,15
0,1
0,05
0
SANS DOPAGE OR
VARIATION DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE LOT DIRECT HOMOGENE
DOPAGE OR 950°C
DOPAGE OR 1100°C
10^13 2 3 4 5 6 7 8 9 10^14 2 3 4 5 6 7 8 9 10^15
n . n.cm^-2

FIGURE I-35

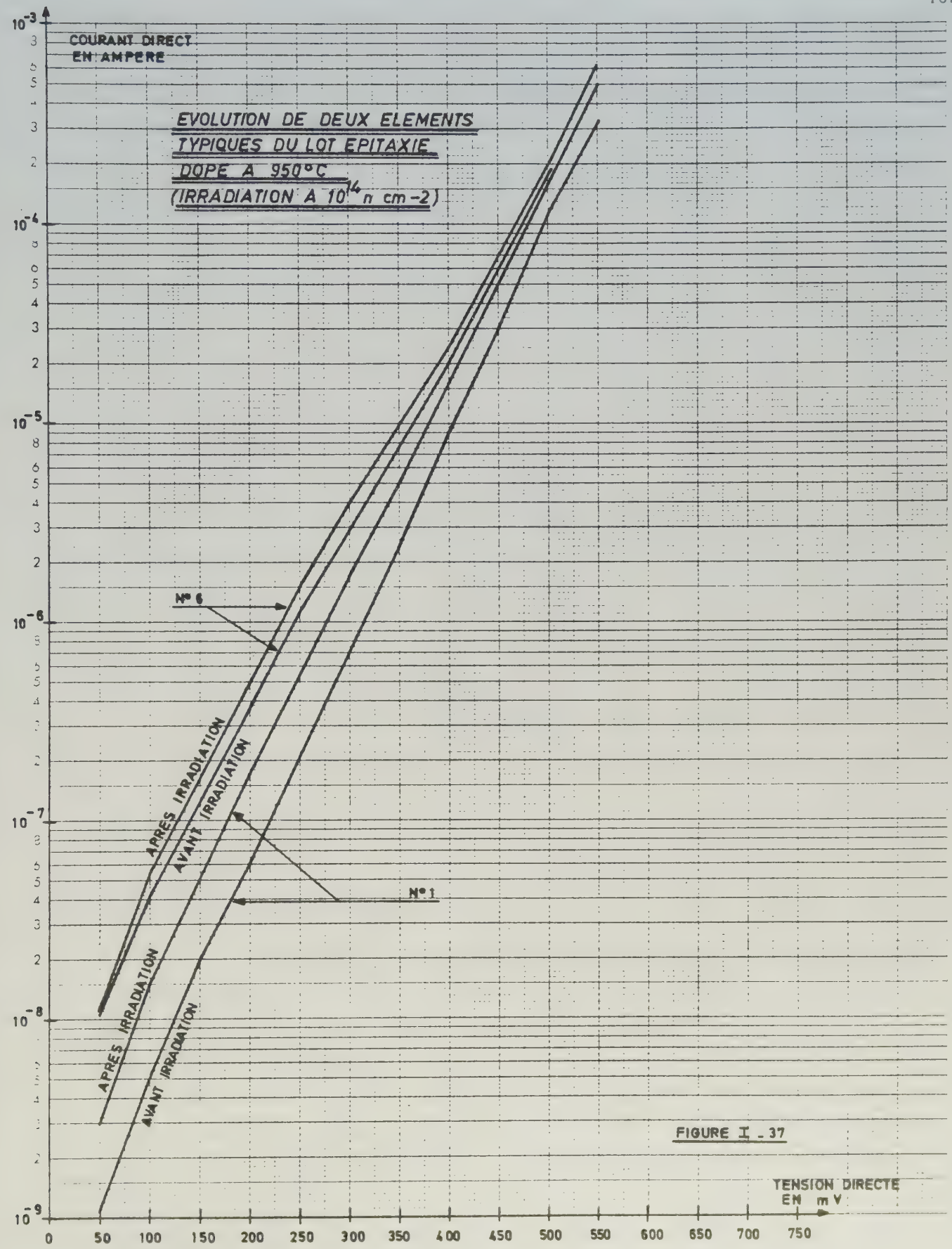

COURANT DIRECT
EN AMPERE
EVOLUTION DE DEUX ELEMENTS
TYPIQUES DU LOT EPITAXIE
DOPE A 950°C
(IRRADIATION A 10^{14} n cm-2)
N° 6
APRES IRRADIATION
AVANT IRRADIATION
N° 1
APRES IRRADIATION
AVANT IRRADIATION
TENSION DIRECTE
EN mV

FIGURE I - 37

Les deux comportements différents observés avant irradiation expliquent les observations sous irradiation. En effet, pour l'élément n°6 on observe une pente de variation très proche de la variation théorique en q/2kT caractérisant la part prépondérante du courant de recombinaison dans la charge d'espace dans le courant total.

Pour l'élément n° 1 par contre l'équation de la caractéristique montre que subsiste un important courant de diffusion. On peut ainsi corréler le fait que le courant initial est purement un courant de charge d'espace, au fait que la dérive sous neutron est faible. Vraisemblablement ceci confirme que c'est à un mécanisme de durée de vie qu'il faut faire appel pour interpréter ces phénomènes. Ainsi dans le cas n°6, la durée de vie serait plus faible après diffusion Or que dans le cas n°1 alors que ces éléments ont subi le même traitement technologique et sont issus de la même plaquette.

Pour la technologie HOMOGENE, l'évolution des caractéristiques directes est représentée sur la figure I-38 à la fois pour la technologie sans dopage et celle dopée à 1100°C. L'évolution de chacune des caractéristiques est fournie par les équations suivantes :

- pour la technologie non dopée
  avant irradiation : $I_D = 6.10^{-12} \exp (qV_D/1.57\ kT)$
  après irradiation : $I_D = 1.5\ 10^{-11} \exp (qV_D/1.54\ kT)$

- pour celle dopée à 1100°C
  avant irradiation : $I_D = 1.3\ 10^{-10} \exp (qV_D/1.58\ kT)$
  après irradiation : $I_D = 1.4\ 10^{-10} \exp (qV_D/1.58\ kT)$

Ces observations montrent qu'à la différence de la technologie EPITAXIE, l'irradiation affecte peu les phénomènes de conduction dans la jonction. L'évolution des pentes des caractéristiques montre que celles-ci se translatent après irradiation alors que l'on observe une nette courbure pour la technologie EPITAXIE. Les explications des phénomènes à partir des caractéristiques représentent un moyen de localiser les mécanismes affectés par l'irradiation à l'intérieur même du dispositif. Toutefois, il est délicat d'en tirer des considérations quantitatives car d'une part le modèle de base s'avère grossier lorsqu'il est confronté aux résultats expérimentaux, d'autre part le modèle décrit

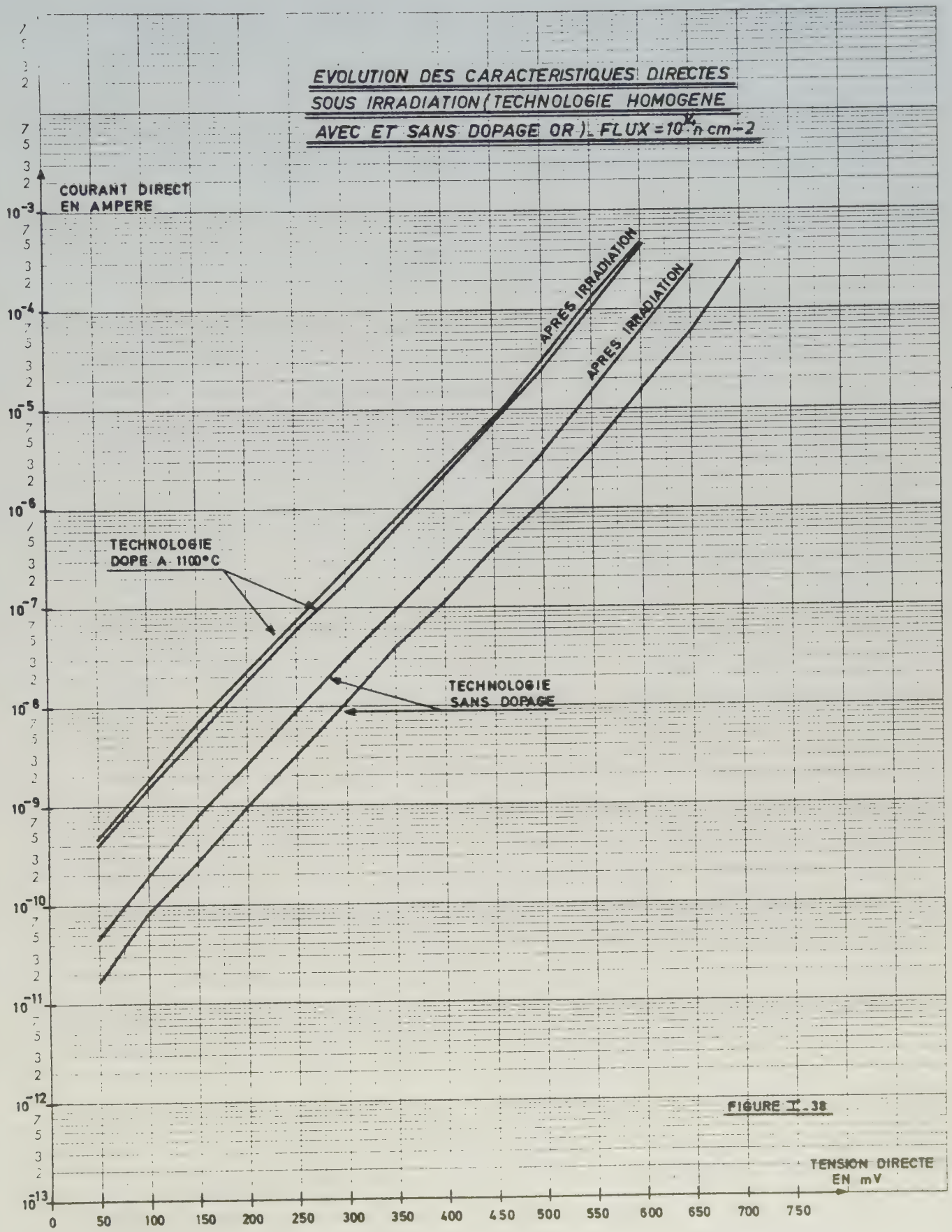

EVOLUTION DES CARACTERISTIQUES DIRECTES
SOUS IRRADIATION (TECHNOLOGIE HOMOGENE
AVEC ET SANS DOPAGE OR) FLUX = 10^x n cm-2
COURANT DIRECT
EN AMPERE
APRES IRRADIATION
APRES IRRADIATION
TECHNOLOGIE
DOPE A 1100°C
TECHNOLOGIE
SANS DOPAGE
TENSION DIRECTE
EN mV
0
50
100
150
200
250
300
350
400
450
500
550
600
650
700
750

FIGURE I - 38

au paragraphe I.1.3.3 est également limité quant à sa précision. La difficulté qui subsiste réside dans le fait qu'on ne sait pas, à l'heure actuelle, avec précision relier les caractéristiques électriques aux paramètres physiques et aux mécanismes réels apparaissant dans la jonction ; les modèles existant constituent une première approche indispensable mais insuffisante lorsqu'on veut expliquer les dérives de faible amplitude.

II.4.2 - Evolution comparative des durées de vie -

L'interprétation de la dégradation de tension directe doit s'efforcer de prendre en compte l'évolution de la durée de vie sous irradiation. Compte tenu d'une part de la difficulté d'avoir accès à cette grandeur dans la technologie HOMOGENE et d'autre part, du peu de dispersion dans les variations, il est plus intéressant d'étudier l'évolution de la durée de vie pour la technologie EPITAXIE. Sur la figure I-39, on a reporté la variation de la durée de vie après irradiation. Sur certains échantillons de cette technologie, on a même observé une augmentation de celle-ci. Cette augmentation de durée de vie pourrait très bien s'interpréter par un déplacement du niveau de Fermi puisqu'alors le dopage Or est proche de la compensation ([16],[33]). Malheureusement une incertitude demeure du fait que des mesures de durée de vie réalisées sur des échantillons non irradiés du même lot ont présentées une augmentation également importante. La figure I-39 montre la variation $1/\tau_\phi = 1/\tau_{obs.} - 1/\tau_{\text{avant irrad.}}$ qui correspond à une mesure des défauts créés par l'irradiation seule. L'évolution observée notamment sur les lots sans dopage et dopés à 850°C indique une variation légèrement sous linéaire en $\phi_n^{0,7}$ qui correspond au fait que le niveau de Fermi n'est pas affecté par l'irradiation [30]. Par contre, on note que pour le lot dopé à 900°C, les dispersions sont importantes. Bien que cette dégradation de durée de vie soit primordiale pour la dégradation de la tension directe, il n'est pas aisé d'en déduire le nombre de défauts crées du fait surtout de l'absence d'information précise sur leur nature en particulier la méconnaissance de leurs sections efficaces.

De même, il faudrait interpréter la variation de durée de vie observée pour la technologie dopée à 900°C qui se comporte d'une manière très différentiée d'avec les deux autres technologies. (ce qui confirme que le dopage à 850°C ne perturbe pas de façon appréciable le comportement du dispositif).

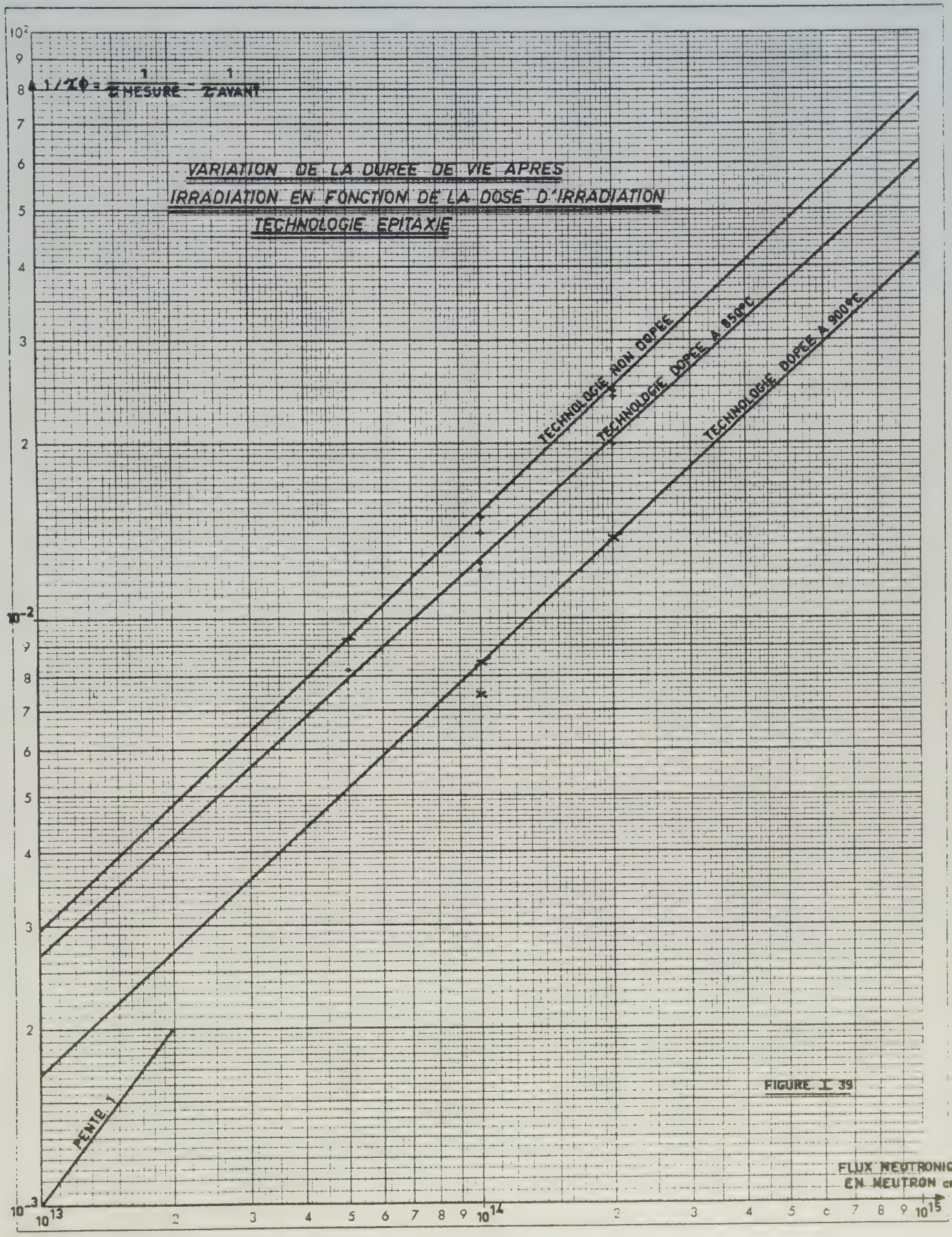

$\Delta 1/\tau\phi = \frac{1}{\tau_{MESURE}} - \frac{1}{\tau_{AVANT}}$
VARIATION DE LA DUREE DE VIE APRES IRRADIATION EN FONCTION DE LA DOSE D'IRRADIATION
TECHNOLOGIE EPITAXIE
TECHNOLOGIE NON DOPEE
TECHNOLOGIE DOPEE A 850°C
TECHNOLOGIE DOPEE A 900°C
PENTE 1
FLUX NEUTRONIQUE
EN NEUTRON cm-2
10^{-2}
10^{-3}
10^{13}
10^{14}
10^{15}

FIGURE I 39

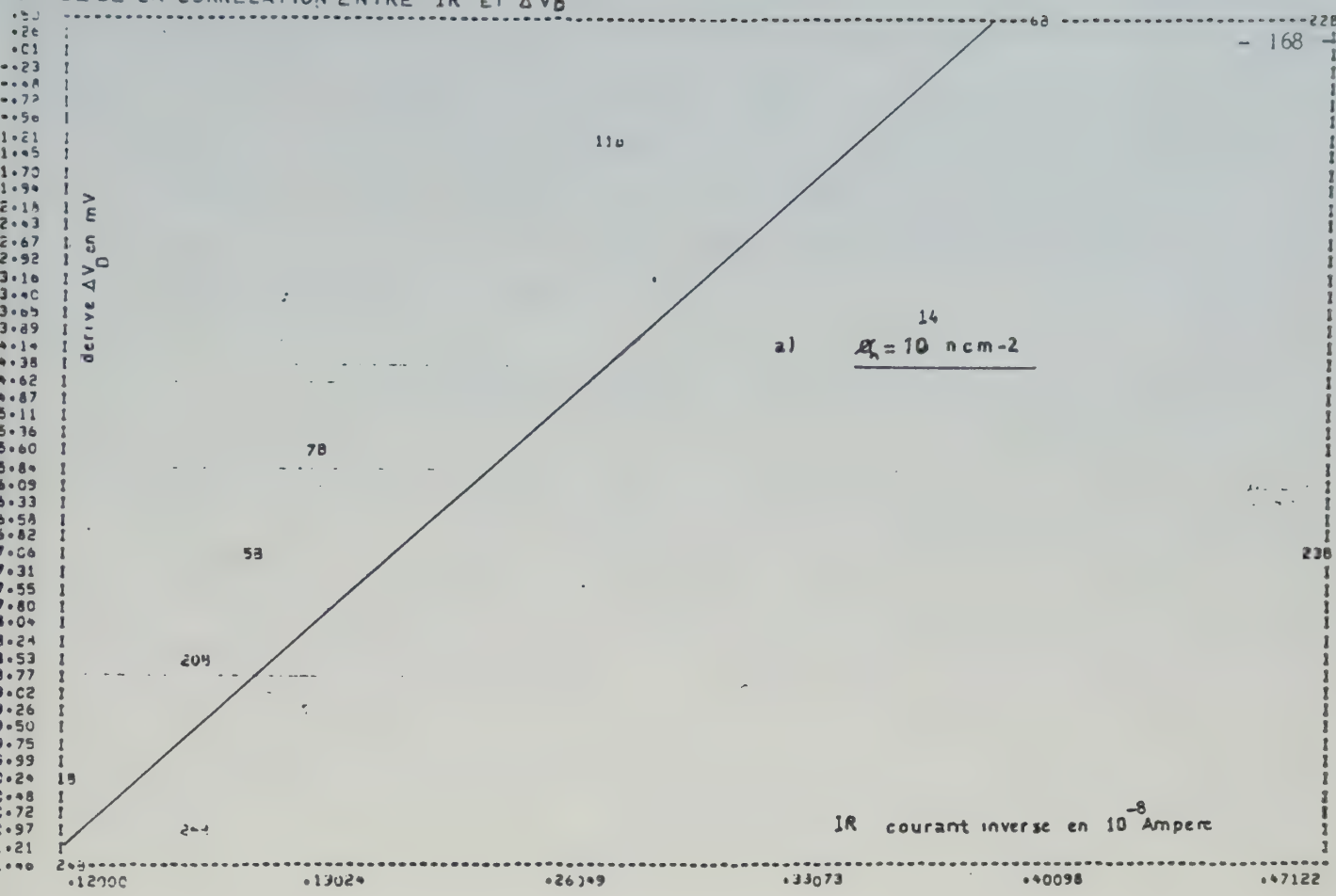
En particulier, si les défauts crées par l'irradiation étaient indépendants de la structure initiale du matériau, les 3 courbes de la figure I-39 devraient être confondues puisque celle-ci met en évidence uniquement les défauts d'irradiation. Les observations montrent qu'il n'en est rien et que le nombre apparent de défauts actifs d'irradiation diminue lorsque la concentration d'atomes d'or augmente. Ceci pourrait s'interpréter par le fait que l'irradiation augmentant le rapport de compensation augmente (il a pour valeur $[Au^-] + [A]/N_D$) on assiste alors à une augmentation de durée de vie dûe au fait que la recombinaison intervient alors sur des centres neutres [16].

La mise en évidence de l'effet de la durée de vie sur la dégradation de la tension directe est également exprimée pour le lot EPITAXIE dopé à 950°C par la corrélation entre d'une part, le courant inverse avant irradiation et d'autre part, la variation de tension directe sous irradiation (figure I-40). Cette corrélation n'a pas pu être mise en évidence pour le lot HOMOGENE du fait du peu de dispersion sur ce lot aussi bien avant irradiation qu'après irradiation.

II.5-Conclusion sur le choix de la technologie du direct -

L'étude du fonctionnement direct de jonctions obtenues dans différentes technologies nous a permis de cerner de plus près les mécanismes se produisant dans les dispositifs réels et de les confronter avec les considérations théoriques. On a montré du point de vue expérimental, la difficulté de relier les paramètres électriques mesurés aux caractéristiques du matériau. En particulier, on a montré que la caractéristique directe modélisée sous la forme de 2 exponentielles n'est qu'une approximation bien qu'elle tente de rendre compte au mieux des phénomènes réels. Ceci est d'ailleurs confirmé par [29] où l'on a étudié une identification de cette forme pour différents dispositifs. Il a été montré que l'erreur résiduelle résultante de cette approximation n'est pas distribuée de façon aléatoire, montrant que la forme de la fonction d'optimisation choisie génère une erreur systématique. Si l'on connaît les phénomènes fondamentaux entrant en jeu dans le fonctionnement du dispositif, en revanche on ne sait pas fournir l'équation de ces mécanismes : d'où une difficulté pour trouver des corrélations entre les variations électriques et les variations des paramètres de fabrication.

ETUDE DE LA CORRELATION ENTRE IR ET ΔV_D



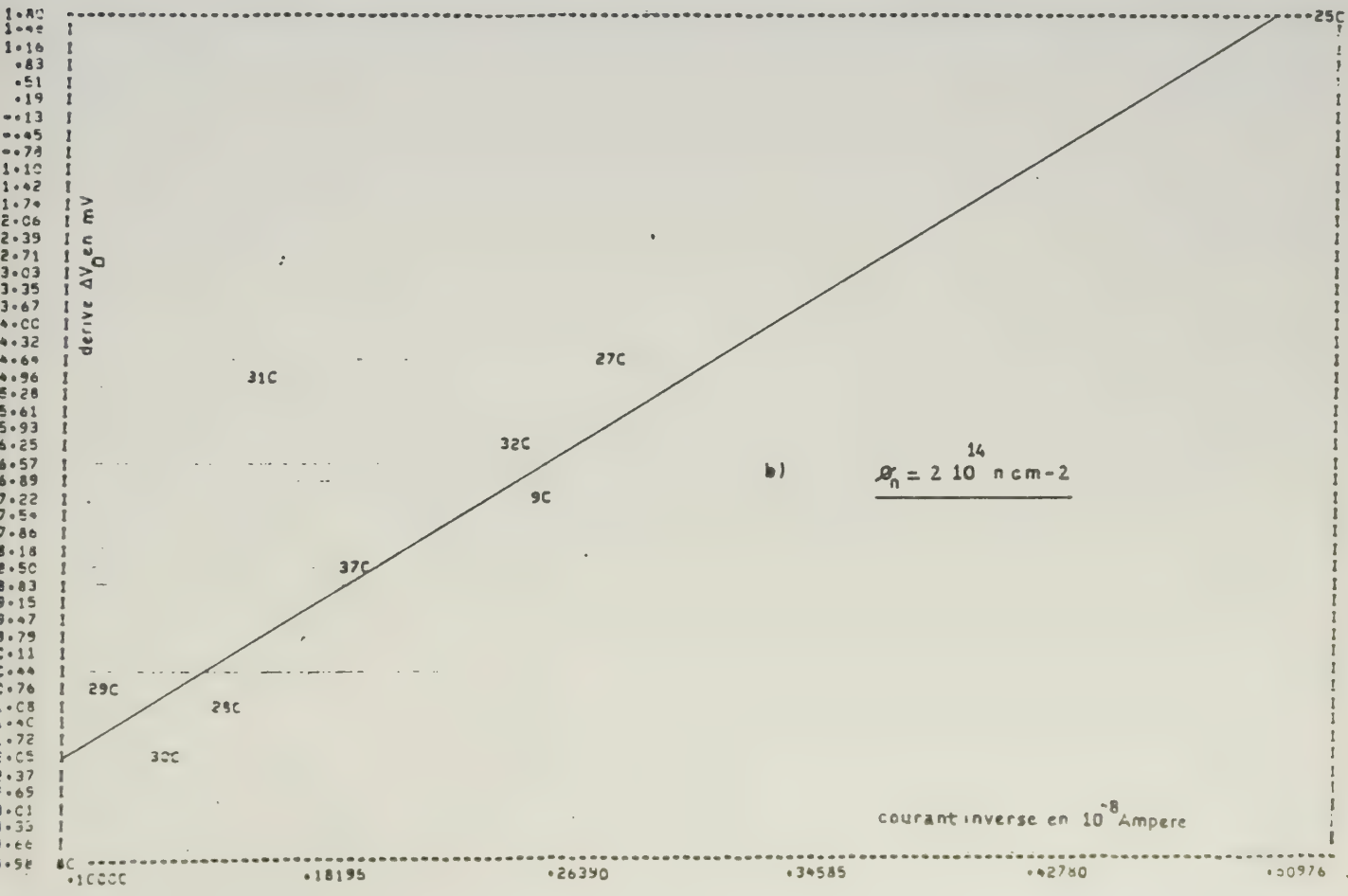


figure II 40 CORRELATION DERIVE DE TENSION DIRECTE - COURANT INVERSE (LOT DOPE A 950 °C)

De même, les différents échantillons dopés à l'Or nous ont montré le peu de maîtrise de cette technique notamment pour la technologie EPITAXIE qui révèle des dispersions importantes. Ceci peut provenir du temps de diffusion trop court pour assurer une homogénéité de la concentration d'Or dans le dispositif.

D'une manière générale et vue l'absence de connaissance précise permettant de définir le fonctionnement direct nous avons utilisé la méthode des corrélations pour mettre en évidence des tendances de variation et les relier à des paramètres connus. Cette méthode présente l'inconvénient d'être délicate à interpréter ; toutefois, elle fournit de précieux renseignements sur le comportement d'une population et ce d'autant plus que celle-ci est dispensée.

PARTIE 3

SYNTHESE DES RESULTATS PRECEDENTS POUR LA REALISATION D'UNE ZENER COMPENSEE EN TEMPERATURE DONT LES PERFORMANCES HAUT DE GAMME SONT PRESERVEES SOUS IRRADIATION

L'étude précédente qui s'est axée principalement sur une approche expérimentale du problème posé trouve une justification de ce choix a postériori. En effet, les observations effectuées montrent la difficulté de prévoir les divers comportements à la fois avant et après irradiation aussi bien de la jonction "Zener" que de celle qui doit fonctionner en direct. Les mécanismes impliqués ont mis en évidence, l'absence de précision sur les points suivants :

- difficulté de définir la tension d'avalanche et le coefficient de température correspondant à partir des paramètres de fabrication. L'étude des diverses technologies permet cependant d'interpréter les différentes observations.
- difficulté de définir le comportement d'une jonction directe notamment en raison des divers mécanismes de génération - recombinaison et diffusion qui sont intimement imbriqués. Seule une approche numérique globale permet de fournir une solution [39], la difficulté résidant alors dans la connaissance précise du matériau de départ et des constantes physiques des divers mécanismes.
- le fait de ne pouvoir avoir accès aux caractéristiques directes impose la difficulté de l'obtenir après irradiation ou diffusion d'Or. Pour cette dernière technique, on a mis en évidence l'influence du matériau de départ qui conditionne vraisemblablement la position des atomes d'Or dans le réseau, soit en interstitiel, soit en substitutionnel.
- les mécanismes de créations de défauts et la nature des défauts eux-mêmes ne sont connus que d'une manière qualitative.

I.1- Choix de la structure -

I.1.1. - Synthèse des mesures précédentes -

Sur les tableaux de I à IV sont résumés les résultats expérimentaux des deux premières parties. Ceci nous permet d'une part de faire un récapitulatif des observations sur les différentes technologies, d'autre part de rapprocher les mesures sur la jonction Zener et sur la jonction dont le rôle est la compensation en température.

Ainsi, on a pu mettre en évidence le fonctionnement très différentié des deux technologies de jonction en avalanche.

- pour la technologie épitaxie + diffusion (résistivité 8mΩ) le claquage est essentiellement contrôlé pour la géométrie de la jonction (courbure due à la diffusion) et par les défauts de matériau : les caractéristiques électriques sont alors très dépendantes du niveau de courant. Sous irradiation neutronique, les défauts crées se comportant comme des impuretés ionisées diminuent le coefficient de température d'une manière importante (en regard de la compensation finale).

- pour la technologie brute d'épitaxie (résistivité 14 mΩ) on observe une indépendance des caractéristiques électriques avec le niveau de courant, l'avalanche étant très directive du fait du profil de jonction. Le claquage étant peu sensible à la présence des défauts, la variation du coefficient de température sous irradiation est faible.

- pour ces deux technologies, il est difficile d'expliquer les différences observées pour la variation de tension V_Z puisque les paramètres de définition de cette grandeur à partir de la technologie sont imprécis. Toutefois, qualitativement on peut dire que dans le cas de la technologie épitaxie + diffusion le coefficient d'ionisation étant fixé par les impuretés varie moins que pour la technologie brute d'épitaxie où dominent les intéractions avec le réseau (ceci n'est pas contradictoire avec les variations du coefficient de température comme on l'a vu auparavant). De plus, une difficulté supplémentaire dans la variation de V_Z sous irradiation subsiste en raison des phénomènes mis en évidence par les expériences de vieillissement accéléré ; il faudrait localiser dans un premier temps les effets de ce débit prolongé soit par des mécanismes volumiques, soit par des mécanismes de surface. Pour cette dernière hypothèse, les expériences d'irradiation γ jusqu'à des doses de 500 Gray ont montré le peu de sensibilité des variations de V_Z aux perturbations superficielles notamment à la présence de charges positive dans l'oxyde.

	ZENER 5,6V. Technologie épitaxiée (sur silicium N 14 mΩ)	ZENER 5,6 V. Technologie épitaxiée + diffusion (sur silicium N 8 mΩ)
Caractéristique inverse	Avalanche brusque	Avalanche progressive
Résistance dynamique à I_{ZN} = 5,6 mA	5 Ω	50 Ω
R_Z (I_Z)	pas de variation jusqu'à 25 mA	Décroît rapidement avec le courant (5 Ω à 20 mA)
Coefficient de température à I_{ZN} = 5,6 mA	+ 1,5 $mV°C^{-1}$	0,6 $mV°C^{-1}$
$\partial V_Z / \partial T$ (I_Z)	pas de variation jusqu'à 25 mA	croît jusqu'à 1,4 $mV°C^{-1}$ à 20 mA
Dérive en stockage inerte sur 2 mois en mV	+ 0,1 < + 2 maxi / - 1 mini	+ 0,1 < + 1 maxi / - 34 mini
Dispersion des V_Z sur un échantillon de 50 dispositifs	écart type 16 mV	écart type 29 mV
Dispersion des coeff. de température sur 50 dispositifs	écart type 0,06 $mV°C^{-1}$	écart type 0,05 $mV°C^{-1}$
Relation coeff. de température / V_Z	corrélation 0,76	bonne corrélation 0,90
Relation coeff. de température / R_Z	pas de corrélation	bonne corrélation 0,90
Interprétation	avalanche essentiellement localisée dans la partie centrale de la jonction	avalanche controlée par les inhomogénéités de géométrie (courbure) et les impuretés de dopage. Le niveau de courant permet d'axer le claquage dans la zone centrale de la jonction

TABLEAU I : CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES TECHNOLOGIES DE ZENER.

	Technologie épitaxiée (sur silicium N 14 mΩ	Technologie épitaxiée + diffusion (sur silicium N 8 mΩ)
iation de tension ΔV_Z mV à IZ_N = 5,6 mA	+ 4 ⟨ + 6 maxi / + 2 mini	+ 2 ⟨ + 5 maxi / + 0,5 mini
iation du coeff. de température $mV°C^{-1}$ à IZ_N = 5,6 mA	- 0,02 ⟨ + 0,03 / - 0,07	- 0,04 ⟨ - 0,08 / 0,00
iation de la dérive en température $mV°C^{-1}$ avec le courant	indépendant	décroît en valeur absolue lorsque le courant augmente
fluence du vieillissement accéléré	diminue ΔV_Z de 80 % *	diminue ΔV_Z de 50 %*
iation de résistance dynamique IZ_N = 5,6 mA (en Ω)	- 0,6 ⟨ + 1 / - 1,3	+ 0,8 ⟨ + 1,5 / + 0,4
rive ΔV_Z sous irradiation γ n mV)	+ 0,7	+ 1
terprétation	Interactions sur le réseau prépondérantes	interactions sur les impuretés et les défauts prépondérantes

TABLEAU II - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES ZENERS SOUS IRRADIATION ($\phi_n = 10^{14}$ n.cm^{-2})

$$\text{diminution relative} = \frac{\Delta V_Z \text{ (extrapolé à } 2.10^{14} n.cm^{-2}) - \Delta V_Z \text{ (mesuré avec vieillissement)}}{\Delta V_Z \text{ (sans vieillissement à } 1.10^{14} n.cm^{-2})}$$

	sur silicium épitaxique N/N+ (couche épitaxique 3 Ω)	sur silicium N homogène (17 mΩ)
actéristique directe qu'à 10 mA	- à 2 pentes sans dopage or - en exp (qV/1,8 kT) pour $T_{diff\ Or}$=950°C	- en exp (qV/1,5 kT)sans dopage or - en exp (qV/1,6 kT) pour $T_{diff\ Or}$ = 1100°C
fficient de température $mV°C^{-1}$ à I_D = 5,6 mA	- 1,57 sans dopage or - 1,77 pour T diff Or = 950°C	- 1,45 sans dopage or - 1,57 pour T Diff.or = 1100°C
$/\partial T\ (I_D)$	0,27 $mV°C^{-1}$ pour ΔI_D de 10 mA à T_{diff} = 950°C	0,1 $mV°C^{-1}$ pour ΔI_D de 10 mA à $T_{diff.}$ = 1100°C
persion des coeff. de pérature	-sans dopage écart type : 0,04$mV°C^{-1}$ -dopage 950°C " " : 0,036$mV°C^{-1}$ (échantillons de 40 individus)	- sans dopage écart mini-maxi: 0,12$mV°C^{-1}$ - dopage 1100°C " " " : 0,25$mV°C^{-1}$ (échantillons de 10 individus)
actéristique dopage or r diffusion maximum (estimation)	$[AU]/N_D$ > 10% T= 950°C (mesure de durée de vie)	$[AU]/N_D$ ≃ 1% T= 1100°C (mesure de courant inverse)
ation coeff. de température/V_D	-bonne corrélation (0,92) sur l'ensemble des technos de diffusion or (160 individus) -pas de corrélation pour une diffusion donnée	- bonne corrélation (0,90) pour l'ensemble des technos (30 individus) - pas de corrélation pour une diffusion donnée
persion sur les dopages or	Importante pour T_{diff} = 950°C	pas de dispersion
erprétation	Au niveau de courant nominal il apparaît une dispersion des caractéristiques due à l'or(compensation) et à une courbure de caractéristique due à un phénomène de forte injection	la diffusion d'or perturbe moins le matériau compte tenu de la densité de défauts importante présente à l'état initial

TABLEAU III - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES TECHNOLOGIES DE COMPENSATION EN TEMPERATURE.

	sur silicium épitaxique N/N+ (couche épitaxique 3 Ω)	sur silicium N homogène (17 mΩ)
riation de tension ΔV_D mV à I_D = 5,6 mA	- non dopé - 72 (- 76 maxi / - 68 mini)	- non dopé - 43 (- 47 / - 38)
	- dopé à 950°C -6,4 (- 11,7 / + 0,5)	- dopé à 1100°C -6,4 (- 7,7 / - 4,6)
riation du coeff. de température mV°C^{-1} à I_D = 5,6 mA	- non dopé -0,25 (- 0,36 / - 0,16)	- non dopé -0,15 (- 0,02 / - 0,12)
	- dopé à 950°C -0.07 (- 0,10 / - 0,03)	- dopé à 1100°C -0.05 (- 0,18 / 0,00)
riation de résistance dynamique Ω	- non dopé + 0,2 - dopé à 950°C + 0,1	- non dopé + 0,5 - dopé à 1100°C - 0,1
terprétation	dispersion importante pour le dopage à 950°C due à un phénomène de compensation. D'où une courbure importante des caractéristiques à forte injection pour les échantillons très dopés (augmentation de la durée de vie en forte injection)	dispersion non observée - d'une part on est éloigné de la compensation - d'autre part le coude des fortes injections apparait plus tardivement - à diffusion d'or maximum la composante de recombinaison due aux défauts du matériau (association lacunes-phosphore) reste importante
rrélation ΔV_D/ courant inverse avant irradiation	observée pour 3 doses d'irradiation (0,90)	population irradiée de trop faible volume

TABLEAU IV - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES COMPENSATIONS EN TEMPERATURE SOUS IRRADIATION. ($\phi_n = 10^{14}$ n.cm^{-2})

Pour ce qui est des technologies de compensation en température :

- pour la technologie réalisée sur silicium épitaxiale N/N+ (résistivité 3 Ω), la diffusion d'or maximale(950°C) contribue à une grande dispersion de dopage avant irradiation (d'après les courants de fuite). Après irradiation, deux mécanismes peuvent expliquer les dispersions de dérives :

1. - certains individus peuvent présenter un dopage Or proche de la compensation ($0.5 < [Au]/N_D < 1$) provoquant ainsi un allongement de la durée de vie ou du temps de piégeage (capture sur deux types de centres)

2. - au niveau d'injection utilisé peuvent apparaître des phénomènes de forte injection (augmentation de durée de vie correspondante à une courbure de caractéristiques).

On peut d'ailleurs remarquer que le fonctionnement des dispositifs dans les conditions 1) et 2) est favorable sous irradiation puisque dans les deux cas interviennent des centres de recombinaison de deux natures (Or négatif et Or neutre). Les perturbations occasionnées par l'irradiation (essentiellement création de centres accepteurs ou neutres) sont alors minimisées.

- pour la technologie réalisée sur silicium homogène N (résistivité 17 mΩ) la diffusion d'Or maximale (1100°C) contrôle le mieux les dérives sous irradiation. Par contre, au point de fonctionnement qui nous intéresse n'apparaissent pas les phénomènes de forte injection, la durée de vie déjà faible au départ au raison du matériau utilisé n'est pas entièrement imposée par les atomes d'Or. On note pour cette technologie une maîtrise plus grande de la diffusion Or du point de vue des dispersions par lot de fabrication.

I.1.2 - Définition d'une Zener compensée -

Après avoir rappelé les différentes propriétés des technologies étudiées et essayé d'interpréter les dérives obtenues sous irradiation à la lumière des particularités de fonctionnement, il nous faut maintenant envisager de coupler une technologie de Zener et une technologie de compensation en température.

A cette fin, on a examiné sur le tableau V les différentes associations possible, chaque valeur de dérives correspondantes à l'association Zener + compensation est obtenue par le rapprochement des valeurs individuelles correspondantes issues des tableaux II et IV. Pour les extrême, on a couplé la valeur maximale de dérives d'une technologie avec la valeur minimale de l'autre, le résultat correspond donc au pire cas. L'examen des solutions proposées sur le tableau V montre que celles-ci sont essentiellement différentiées par la dérive en tension ΔV_Z sous irradiation et par la valeur de résistance dynamique. Les solutions notées (3) et (4) présentent quant à elles des ΔV_Z plus importants. De plus, il faut envisager pour ces deux solutions un point de fonctionnement d'environ 20 mA (compte tenu des ouvertures d'oxyde utilisées, c'est-à-dire des surfaces des jonctions) pour permettre la compensation en température. Les figure I-1 et I-2 montrent l'existence de point de fonctionnement de compensation optimum également pour les autres solutions (1) et (2). On peut signaler toutefois que la fixation d'un point de fonctionnement élevé est critique pour les solutions (3) et (4) à cause notamment des variations du coefficient de température et de résistance dynamique avec le courant. La solution (5), quant à elle se propose d'exploiter les dispersions de diffusion d'Or sur la technologie EPITAXIEE, c'est-à-dire d'isoler les éléments les plus stables après irradiation. Cette solution suppose un tri en fabrication selon les courants de fuite de la compensation (d'après la corrélation mise en évidence dans la 2ème partie) ; elle suppose également un point de fonctionnement élevé en raison de l'utilisation de la Zener diffusée.

En conclusion, il semble que la solution la plus performante et la plus fiable soit la solution (2) (Zener EPITAXIEE + Compensation HOMOGENE). Deux remarques peuvent être formuler pour l'élaboration d'une structure définitive.

1. - La faible variation observée sur cette technologie résulte en fait d'un ajustement entre la dérive négative de la compensation et celle positive de la Zener. Une meilleure stabilité neutronique pourrait s'obtenir en augmentant la dégradation positive de la Zener jusqu'à une valeur plus proche de celle, négative, de la

Technologie	ΔV_Z en mV	$\Delta (\partial V_Z/\partial T)$ en $mV°C^{-1}$	R_Z (Ω)	Remarques
1) Zener EPIT.+ Compensation EPIT. (dopage or 950°C)	- 2,4 < - 0,7 ; + 6,5	- 0,09 < 0 ; - 0,17	13 - 14	
2) Zener EPIT.+ Compensation homogène (dopage or 1100°C)	- 2,4 < - 5,7 ; - 2,6	- 0,07 < + 0,03 ; - 0,25	10 - 11	
3) Zener DIFF.+ Compensation EPIT. (dopage or 950°C)	- 4,4 < - 11,2 ; + 5,5	- 0,11 < - 0,11 ; - 0,10	13 - 14	point de fonctionnement = 25 mA
4) Zener DIFF.+ Compensation homogène (dopage or 1100°C)	- 4,4 < - 7,2 ; + 0,4	- 0,01 < - 0,08 ; - 0,18	10 - 11	point de fonctionnement = 25 mA
5) Zener DIFF.+Compensation EPIT. (dopage or 950°C) après tri en courant de fuite	+ 1	- 0,08	13 - 14	tri en fabrication selon les courants de fuite point de fonctionnement =25 mA

TABLEAU V - DIFFERENTES POSSIBILITES TECHNOLOGIQUES DE ZENER COMPENSEE RESULTANT DE LA SYNTHESE.

Remarque: pour le calcul du ΔV_Z on a utilisé pour dérives des Zeners la valeur $2.10^{14} n.cm^{-2}$ des dispositifs irradiés après vieillissement.

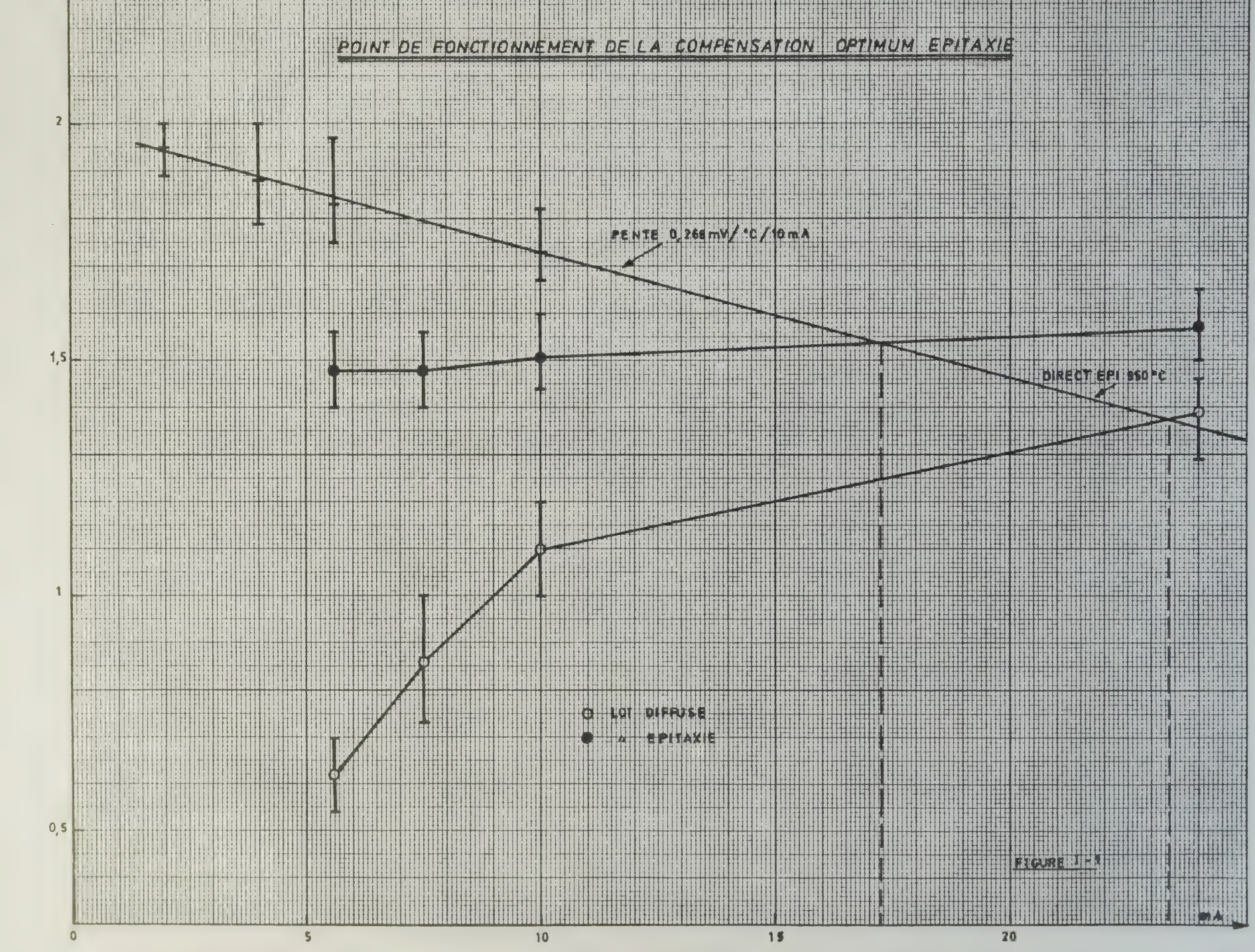
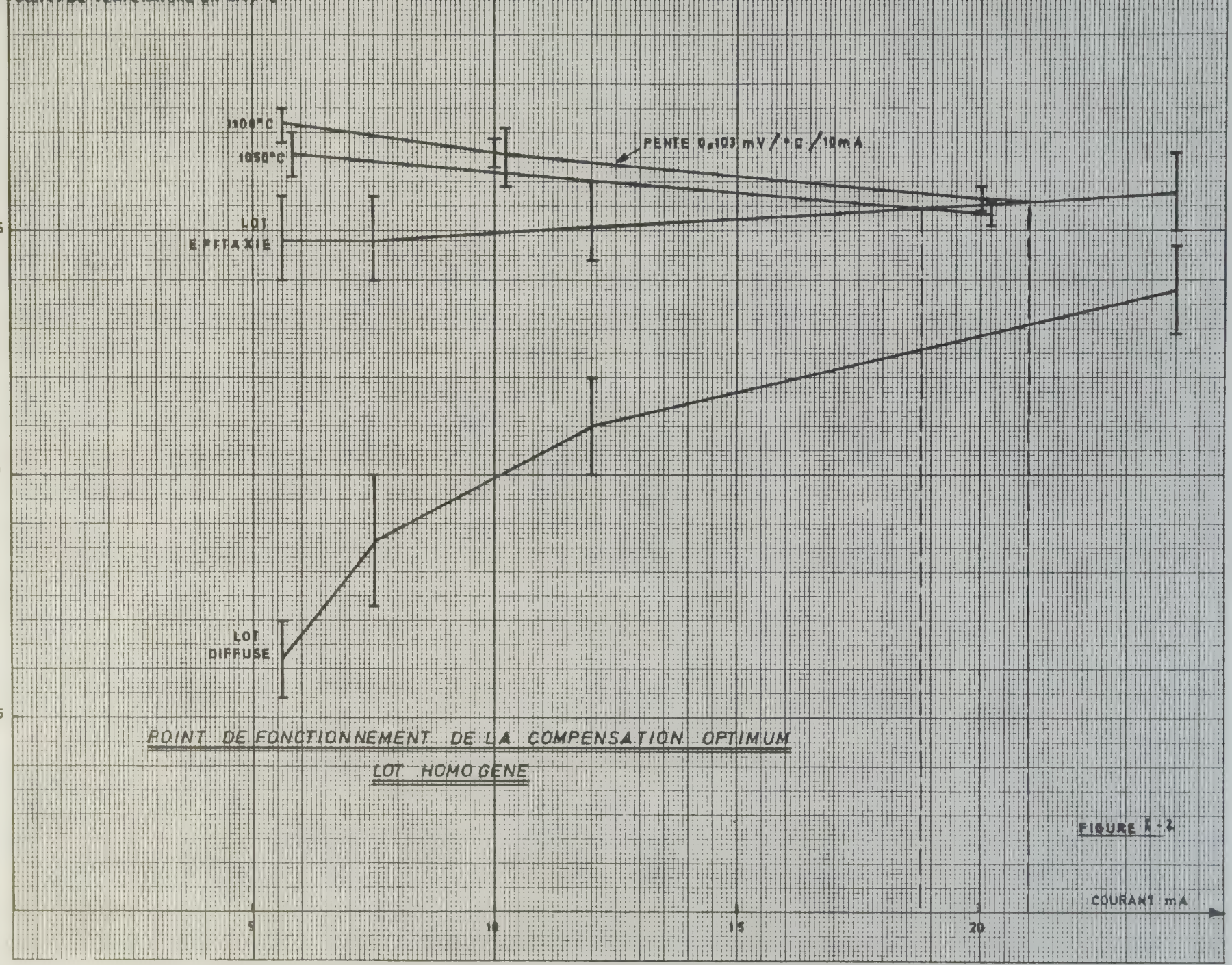

POINT DE FONCTIONNEMENT DE LA COMPENSATION OPTIMUM EPITAXIE
PENTE 0,266mV/°C/10mA
DIRECT EPI 550°C
LOI DIFFUSE
EPITAXIE
2
1,5
1
0,5
0
5
10
15
20
mA

FIGURE I - 1



POINT DE FONCTIONNEMENT DE LA COMPENSATION OPTIMUM

LOT HOMOGENE

FIGURE I-2

compensation (c'est-à-dire viser une dérive de l'ordre de +6mV) pour $\phi_n = 10^{14}$. Ceci pourrait être effectuée en extrapolant la résistivité du matériau de conception de départ de la Zener EPITAXIEE, tout en gardant une résistivité proche de 14 mΩ (soit entre 15 mΩ et 20 mΩ)

2. - L'évolution du coefficient de température sous irradiation doit tenir compte de celle des deux constituants. Ainsi, on a pour valeur de compensation :

$$\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_C = \left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_Z - \left(\frac{\partial V_D}{\partial T}\right)_D$$

Coeff. résultant — Zener — Compensation

avec : $\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_Z > 0$ et $\left(\frac{\partial V_D}{\partial T}\right)_D > 0$

Après irradiation ϕ_n, on obtient :

$$\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_Z \rightarrow \left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_Z - \Delta_Z \qquad \Delta_Z > 0$$

$$\left(\frac{\partial V_D}{\partial T}\right)_D \rightarrow \left(\frac{\partial V_D}{\partial T}\right)_D + \Delta_D \qquad \Delta_D > 0$$

D'où une nouvelle valeur du coefficient résultant

$$\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_{C,\phi_n} = \left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_C - (\Delta_Z + \Delta_D)$$

On voit donc que deux cas peuvent se produire :

- si $(\partial V_Z/\partial T)_C < 0$ avant irradiation $\left|\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_{C,\phi_n}\right| > \left|\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_C\right|$

- si $(\partial V_Z/\partial T)_C > 0$ avant irradiation $\left|\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_{C,\phi n}\right| < \left|\left(\frac{\partial V_Z}{\partial T}\right)_C\right|$

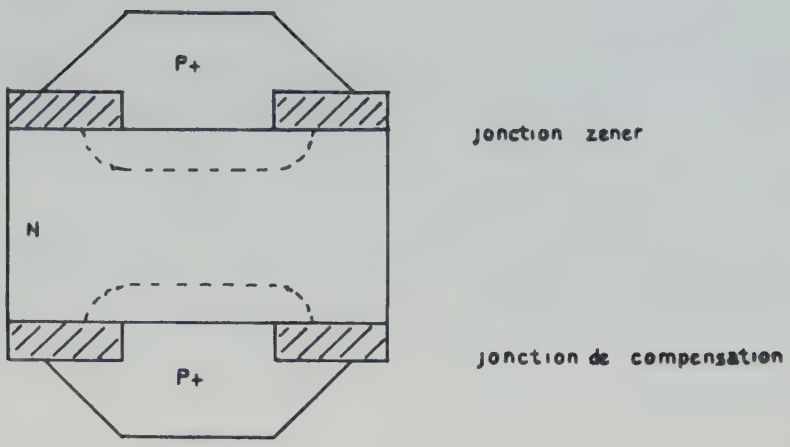
Ainsi la garantie d'une excellente stabilité en température après irradiation passe par le tri d'une compensation positive à froid (en général, les dispositifs fabriqués présentent à froid un $\partial V_Z/\partial T$ de signe aléatoire).

I.2- Choix de la technologie de l'assemblage Zener-compensation -

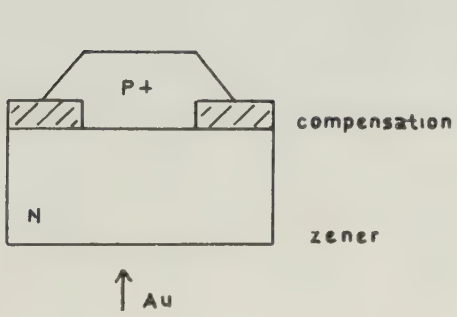
Après avoir défini la technologie individuelle des éléments Zener et compensation la mieux adaptée à l'objectif final que nous nous sommes fixés, il nous faut maintenant envisager une solution pour la réalisation proprement dite. En effet, deux solutions sont envisageables :

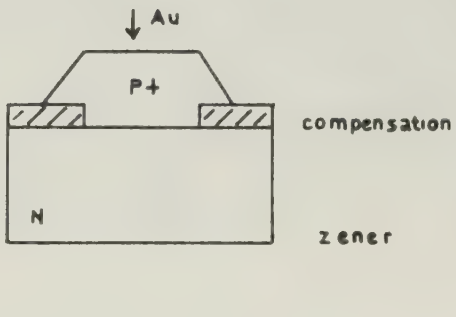
1. - montrer les deux puces séparées de Zener et de compensation dans un même boîtier type DO 35. Ce type de boîtier présente l'avantage de réaliser le contact entre les deux puces en l'absence de soudure. Les deux puces étant ainsi couplées d'une manière aléatoire, il est nécessaire pour garantir une excellente qualité de compensation de procéder à un tri unitaire des dispositifs en boîtier. En effet, supposons que l'objectif visé soit une variation de 10^{-5}/°C, c'est-à-dire pour une tension nominale de 6,2 V une dérive en température de 62 µV/°C. Ceci signifie que les coefficients de température de la Zener et de la compensation ne diffèrent que de 62 µV/°C (par exemple 1,50 mV/°C pour la Zener et -1,56 mV/°C pour la compensation). Les tableaux I et III montrent que la valeur de compensation envisagée est du même ordre que les dispersions (un écart-type) des technologies étudiées.

2. - réaliser un assemblage monolithique tel qu'il se présente pour la technologie SESCOSEM Standard. Ainsi la structure d'une ZCT 6,2 V est la suivante :



L'avantage d'une telle conception est d'assurer, par sa structure monolithique, un couplage thermique idéal entre les deux jonctions. De plus, il est alors possible d'obtenir des rendements de fabrication plus élevés en compensation du fait de la possibilité d'ajuster cette compensation sur la structure complète. Dans le cas d'une technologie nécessitant une diffusion d'Or sur la jonction de compensation, il est délicat d'envisager cette diffusion sur la structure monolithique en raison de la migration probable d'atomes d'Or dans la zone en avalanche susceptible de perturber son fonctionnement. En effet, deux possibilités sont offertes :





a) - Réalisation de dopage Or de la compensation côté Zener

b) Réalisation du dopage Or de la compensation côté épitaxie P^+

De ces deux solutions, on peut conclure que la présence d'atomes d'Or dans la jonction en avalanche est certaine dans le cas a), beaucoup moins probable dans le cas b).

Dans ce dernier cas, il se pose un problème technologique de réaliser la diffusion à travers une couche épitaxique P+.

En conclusion, la solution "à deux puces séparées" semble le plus fiable, l'autre solution nécessiterait de connaître précisément les effets amenés par la présence d'atomes d'Or dans la zone d'avalanche.

I.3-Validation expérimentale du choix technologique -

Un échantillon de 8 dispositifs réalisés selon la technologie définie ci-dessus a été irradié à une dose neutronique de 10^{14} n.cm^{-2}. La compensation en température a fait l'objet d'un tri en fabrication selon un coefficient inférieur à 10 ppm°C^{-1}. On a pu mettre en évidence expérimentalement que plus de 90% des dispositifs de ce lot ont un coefficient positif tandis que des problèmes de reproductibilité de cette mesure sont à prendre en compte.

On donne dans le tableau VI, les résultats des variations sous irradiation (courant de mesure 7,5 mA) des caractéristiques de tension d'avalanche V_Z et de stabilité en température.

N° du dispositif	Dérive ΔV_Z en mV après $\phi_n=10^{14}$n.cm^{-2}	Dérive en température avant irradiation entre +10°V et +50°C (mV)	Dérive en température après irradiation entre +10°V et +50°C (mV)
2	- 0.9	+ 2	+ 1.6
3	- 1.4	+ 0.9	+ 1.2
5	- 0.1	+ 2.3	+ 1.4
6	- 0.7	- 1.9	- 5.2
7	- 0.4	+ 0.5	+ 0.1
8	- 0.9	- 1.3	- 5.9
9	- 0.7	+ 1.6	+ 0.9
10	- 0.5	+ 3.4	+ 2.7

Ces résultats constituent un échantillonnage d'une population de volume beaucoup plus important (plusieurs centaines) issue de la même fabrication. Ces premières mesures justifient le choix technologique et mettent l'accent sur l'importance du tri en température, notamment le signe de la dérive qui peut s'avérer prépondérant pour garantir une bonne précision après irradiation.

En conclusion de cette étude, on compare sur la figure I-3 les résultats de dérives sous irradiation des ZCT fabriqués selon les conclusions de notre étude et les dérives des ZCT type MOTOTOLA MZ 821 issues d'une technologie "durcie". Cette comparaison illustre les performances du composant réalisés.

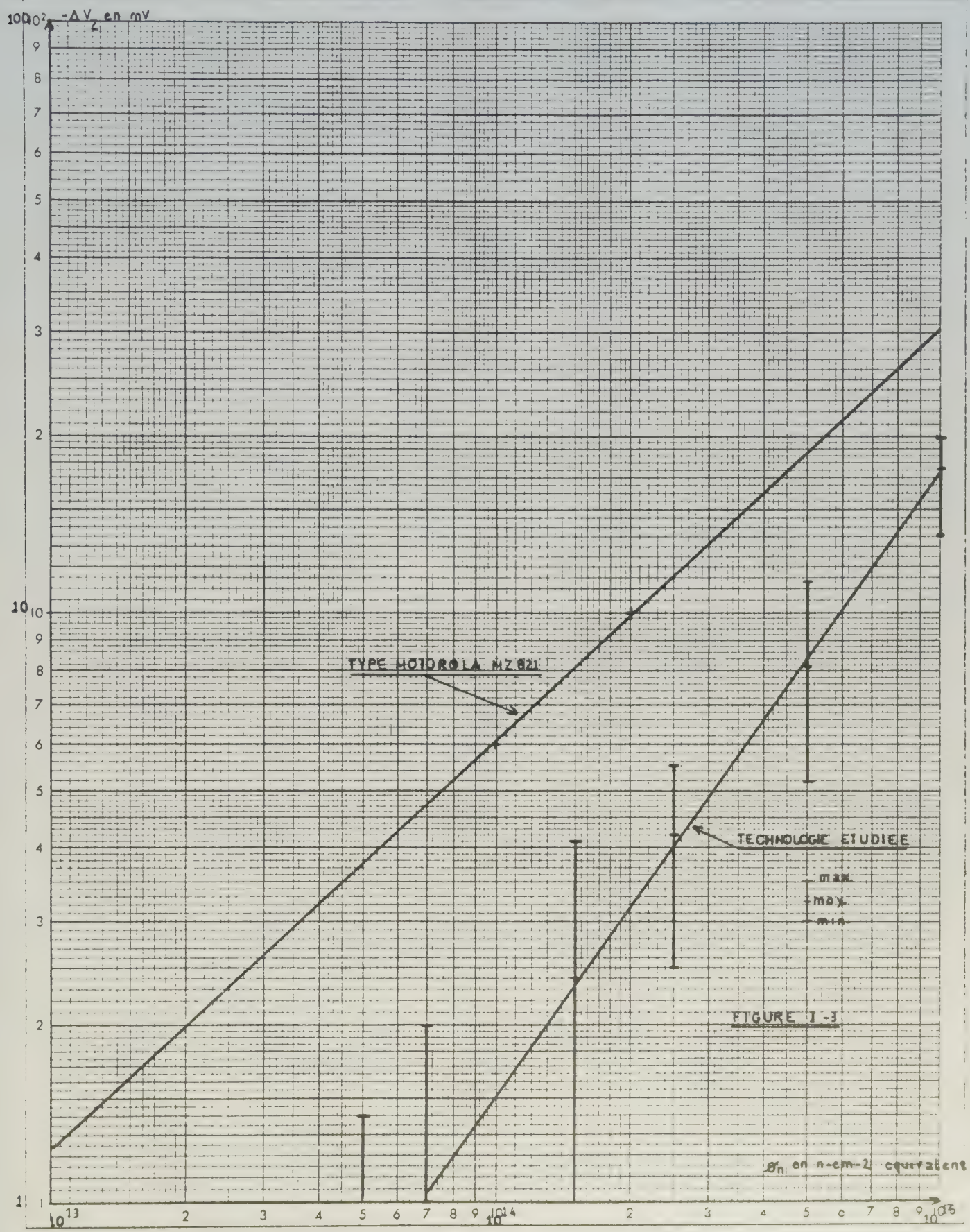

$-\Delta V_{Z_i}$ en mV
TYPE MOTOROLA MZ 821
TECHNOLOGIE ETUDIEE
max.
moy.
min.
ϕ_n en n-cm-2 equivalent 1 MeV

FIGURE I-3

B I B L I O G R A P H I E

[1] - S.M. SZE
Physics of semiconductor devices - John Wiley - New York

[2] - A.G. CHYNOWETH
Charge Multiplication Phenomena
extrait de Semiconductor and Semi-metals - volume 4

[3] - A. VAPAILLE
Physique des dispositifs à semiconducteurs
Tome 1

[4] - J. URGELL
Effets de multiplication par avalanche dans les jonctions au silicium
Thèse Docteur es Sciences Physiques - Université de Toulouse
Mai 1969

[5] - G.A. BARAFF
Phys. Rev. 133 A26 (1964) et Phys. Rev. 128-2507 (1962)

[6] - LEE, LOGAN, BARDORF, KLEIMARK, WIEGMANN
Phys. Rev. 134, 761 (1964)

[7] - VAN OVERSTRAETEN et DE MAN
Solid State Electronics 13, 583 (1970)

[8] - W. GRANT
Solid State Electronics 16, 1189-1203 (1973)

[9] - W. SHOCKLEY
S.S. Electronics Vol. 2 n° 1 p. 35-67 (1961)

[10]- P.A. WOLFF
Phys. Rev. vol. 95 n° 6 p. 1415-1420 (Sept. 1954)

[11] - J.R. LEGUERRE
Etude du comportement des jonctions PN à semiconducteurs en régime de multiplication par avalanche
Thèse Docteur es Sciences Physiques - Université de Toulouse
(Juillet 1976)

[12] - D.D. WARNER et C.L. WILSON
Two Dimensionnal Concentration Dependent Diffusion
The Bell System Technical Journal Vol. 59
Janvier 1980

[13] - S. JINDAL, A.B. BHATTACHARYYA et J. WARRIOR
Two Dimensionnal Analysis of Break down in epitaxial planar junctions
Solid State and Electron Devices - Vol. 2 n° 4 (Juillet 1978)

[14] - D.A. VINCENT, H. ROMBEEK, THOMAS, SIRII, BOOTHROYD
Break down voltage of cylindrical gaussian PN junctions
Solid State Electronics Vol. 14
Juin 1971

[15] - S.M. SZE - W. SHOCKLEY
Unit cube expression for space charge resistance
BSTJ, Vol. XLVI, n° 5 (1967)

[16] - A. VAPAILLE
Sur les niveaux profonds introduits dans la bande interdite du Silicium par irradiations avec des électrons de 300 keV et par diffusion d'Or - Thèse Docteur es Sciences Physiques -
Université d'Orsay
Novembre 1966

[17] - J. SAURET
Analyse théorique de défauts introduits par des neutrons dans le silicium entre 10 keV et 14 MeV.
Thèse Docteur de Spécialité - Université de Toulouse
Mai 1975

[18] - A. GROVE
Physics and Technology of semiconductor devices

[19] - B.R. GOSSICK
Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons
J. Appl. Phys. vol. 30 n° 8
Aout 1959

[20] - M. BUEHLER
Design curves for predicting fast neutron induced resistivity changes in silicon
Proceeding of the IEEE
Octobre 1968

[21] - A.G. LITVINKO, MURIN, TKACHEN
Charactéristics of the charges in the mobility in neutron irradiated N type silicon
Sov. Phys. semiconductors 11 (8)
Aout 1977

[22] - H. VALDMAN
Diodes régulatrives de tension : diodes Epi-Z ou nouvelles conceptions de diodes Zener
L'onde Electrique vol. 51 fasc. 4
Avril 1971

[23] - J. MORIN - DAVID - SESTER
Détermination de spectres neutroniques appropriés par la méthode des détecteurs à seuil
Rapport CEA

[24] - M. WOLF
Silicon semiconductor Data
Pergamon Press 1969

[25] - F. DURBIN
Improved method for calculation of net impurity doping profile of double diffused transistors
Electronics letters Vol. 7 n° 10 - Mai 1971

[26] - M. ADLER - TEMPLE - A. FERRO - RUSTAY
Theory of Breakdown voltage for Planar Devices with a single field limiting ring

[27] - S. DHARIWAL - G.P. SRIVASTAVA
Current - Voltage relation in silicon PN junctions
Solid State Electronics - vol. 20 p. 474-475 - 1977

[28] - H.J. KUNO
Analysis and Characterization of PN junctions, Diodes switching
IEEE Transactions on Electron Devices - 1963

[29] - JIC GARRIC
Caractérisation des composantes du courant base dans les transistors bipolaires plans : influence d'un rayonnement ionisant.
Thèse docteur 3è cycle - Toulouse - Juin 1974

[30] - D. BIELLE DASPECT
Effet des protons de grande énergie sur les propriétés électriques du silicium et du germanium
Thèse Docteur es Sciences Physiques - Toulouse 1970

[31] - G.K. WERTHEIM
Phys. Rev. 109, 1086 (1958)

[32] - C.B. COLLIN - R.O. CARLSON - C.J. GALLAGNER
Phys. Rev. 105, 1957 p. 1168

[33] - W.M. BULLIS
Properties of gold in silicon
Solid State Electronics - vol. 9 - 1966

[34] - J. OUALID, J. GERVAIS, R. JERISIAN, A. LAUER, S. MARTINUZZI
Caractérisation des niveaux pièges dans les jonctions graduelles P^+N Si très dopées Au ou Pt
Revue de Physique Appliquée (15) - Janvier 1980

[35] - B. BOLTAKS
Diffusion et défauts ponctuels dans les semi-conducteurs

[36] - S.F. CAGNINA
Enhanced gold solubility effect in heavily N type silicon
J. Electronics Soc. - Avril 1969

[37] - WOLF
Silicon Semiconductor Data
Pergamon Press

[38] - A.E. BAKANOWSKI and J.H. FORSTER
Electrical Properties of gold doped diffused silicon computer diodes
Bell System Tech. J. 39,87 (1960)

[39] - M. MAES and CHIN-TANG SAN
Application of the Equivalent Circuit Model for Semiconductors to the Study of Au Doped PN junctions under forward bias
IEEE Transactions on Electron Devices - Vol. ED-23 n° 10
Octobre 1976

[40] - C. HU and W. OLDHAM
Carrier recombination through donors/acceptors in heavily doped silicon Applied Phys. Letters (35) - Aout 1979

[41] - R. FAIR and M.W. WIWELL
Zener and Avalanche Breakdown in As-Implanted low voltage Si NP junctions
IEEE transactions on Electron Devices - vol.ED-23- N°5 - Mai 1976

[42] - LINDHARD J., NIELSEN V., SCHARFF, THOMSEN
Integral equations governing radiation effects
Mat. Fys. Medd. dan. vid. Selsk 33 n° 10 (1963) et 36-10 (1968)

[43] - J. CHAMPON
Réalisation d'un système automatisé pour la caractérisation de diodes de référence géré par le microprocesseur 8085
Rapport interne CEA - Février 1980

[44] - W. CARTER, H.K. GUMMEL and CHAWLA
Interprétation of Capacitance vs voltage measurements of PN junctions
Solid State Electronics - Vol. 15 pp. 195-201 - Février 1972

[45] - VAVILOV, UKHIN
Effects of Radiation on Semiconductors and Semiconductors Devices
Consultant Bureau - 1977

[46] - H. WEINERTH
Silicon Diode breakdown in the transition range between avalanche effect and field emission - Novembre 1967 - Solid State Electronics

[47] - M. TYAGI
Zener and avalanche breakdown in silicon alloyed PN junctions
Solid State Electronics - Janvier 1968